PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1910. Redaktionsschluß für No. 12 am 6. Juni 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. C. Brown, Selenzellen von hoher Empfindlichkeit. S. 481.

F. C. Brown, Eine neue lichtelektrische Eigenschaft am Selen. S. 482.

G. v. d. Borne, Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen. S. 483.

O. v. Bayer u. O. Hahn, Magnetische Linienspektren von β-Strahlen. S. 488.

O. Hahn u. L. Meitner, Eine neue β-Strahlung beim Thorium X; Analogien in der Uran- und Thoriumreihe. S. 493.

A. O. Rankine, Über die Viskosität der Gase der Argongruppe. S. 497.

K. Abels, Die Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts. S. 503.

L. Kann, Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise mittels Nullmethoden. S. 503.

K. Lichtenecker, Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand. S. 507.

C. Déguisne, Die Aufzeichnung von Magnetfeldern mit dem Oszillographen. S. 513.

B. Weinberg, Das Aufbewahren der Hagelkörner und die Untersuchung der Mikrostruktur derselben. S. 516.

J. Fényi, Bemerkung über Helligkeitsunterschiede auf der Sonnenscheibe. S. 517.

Besprechungen:

F. Richarz, Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie. S. 518.

J. M. Pernter, Meteorologische Optik. III. S. 519.

H. Poincaré, Thermodynamik. S. 520.

Tagesereignisse. S. 520.

Personalien. S. 520.

Gesuche. S. 520.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Selenzellen von hoher Empfindlichkeit. (High Sensibility Selenium Cells.)

Von F. C. Brown.

Von der Voraussetzung ausgehend, daß das Selen in der Selenzelle aus zwei Varietäten bestehe, habe ich verschiedene Versuche gemacht, die verschiedenen Formen in solcher Weise miteinander zu mischen, daß Selenzellen von höherer Empfindlichkeit als die bislang hergestellten erzielt werden. Diese verschiedenen Mischungen habe ich verschiedenen Temperatur- und Druckbedingungen unterworfen, um das gewünschte Ergebnis zu erlangen. Unter „Empfindlichkeit" verstehe ich das Verhältnis der Leitfähigkeit im Licht zu jener im Dunkeln.

Bislang wurden die glasige, die amorphe, die rote kristallinische und die graue kristallinische Modifikation des Selens miteinander gemischt und verschieden lange Zeit hindurch auf Temperaturen zwischen 115° C und 220° C erhitzt, und zwar wurden sie in den meisten Fällen unter Atmosphärendruck erhitzt. Die wenigen Proben, die unter Drucken von nur 1 cm erhitzt wurden, zeigten keine besonderen Eigentümlichkeiten.

Die empfindlichsten Selenzellen wurden dadurch hergestellt, daß ein Gemisch aus der amorphen und der roten kristallinischen Modifikation mehrere Stunden lang in einem elektrischen Ofen auf eine Temperatur von 170° C erhitzt wurde. Ich ließ den Zellen ungefähr zwei Stunden Zeit zum Abkühlen. Die amorphe Modifikation erhielt ich durch Auflösen glasigen Selens in Cyankali und darauffolgende Ausfällung des Selens mittels Salzsäure. Das rote Pulver wurde in Wasser, dann in Alkohol und Äther gewaschen. Die rote kristallinische Modifikation stellte ich katalytisch her, indem ich das amorphe Pulver in Schwefelkohlenstoff einbrachte und es mehrere Stunden lang im direkten Sonnenlichte stehen ließ. Die beiden Modifikationen wurden in dem Verhältnis von etwa 10 Teilen der ersteren auf 1 Teil der letzteren gemischt. Dieses Gemisch wurde mit Äther zu einer dicken Paste angemacht und dann dicht zwischen die Neusilberdrähte in eine Form des Bidwellschen Typs gepreßt. Der Äther wurde bei Zimmertemperatur verdampft, und dann wurden das Selen und die Form, die es hielt, bei 170° C in den elektrischen Ofen eingeführt. Nach ungefähr fünf Stunden wurde der Heizstrom vollständig abgestellt, und dann ließ ich die Zelle sich abkühlen.

Der Widerstand der auf diese Weise hergestellten Zellen schwankte zwischen 5×10^7 und 1×10^{10} Ohm im Dunkeln, und die Empfindlichkeit schwankte zwischen 30:1 und 300:1. Jedoch nur eine einzige Zelle hatte eine Empfindlichkeit von der Größe 300:1, und zwar bei einer Temperatur von 3° C. Ihr Widerstand und ihre Empfindlichkeit bei verschiedenen Temperaturen hatten folgende Werte:

Temperatur in ° C	Widerstand in Ohm	Empfindlichkeit
20	$0{,}5 \times 10^{10}$	100 : 1
39	$1{,}1 \times 10^{10}$	80 : 1
10	$4{,}0 \times 10^{9}$	170 : 1
3	$3{,}3 \times 10^{9}$	300 : 1

Eine von Giltay hergestellte Selenzelle zeigte

unter denselben Bedingungen und bei einer Temperatur von 20° C eine Empfindlichkeit von 30 : 1. Die Giltayschen Zellen haben jedoch einen Temperaturkoeffizienten vom entgegengesetzten Vorzeichen, und ihre Empfindlichkeit ändert sich mit der Temperatur nicht stark[1]).

Es ist nicht wahrscheinlich, daß diese Zellen mehr als theoretisches Interesse bieten werden. Wegen ihres äußerst hohen Widerstandes werden sie für die Sternphotometrie und für andere Arbeiten ähnlicher Art keinen Nutzen bieten.

Physical Laboratory, The State University of Jowa, Jowa City, Ja., im Februar 1910.

1) F. C. Brown and Joel Stebbins, Phys. Rev. **26**, 273, 1908.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Tklé.)

(Eingegangen 29. April 1910.)

Eine neue lichtelektrische Eigenschaft am Selen.
(A New Light Electric Property in Selenium.)

Von F. C. Brown.

Gelegentlich der Fortführung einiger Untersuchungen über die Natur der lichtelektrischen Veränderungen an der Selenzelle habe ich kürzlich eine neue Form des Selens erhalten, deren Widerstand bei der Exposition gegen das Licht zunimmt, also gerade die entgegengesetzte Veränderung aufweist wie die an der gewöhnlichen Selenzelle auftretende. Die spezifische Leitfähigkeit dieser neuen Form ist mehr als millionenmal so groß wie die des Selens in der gewöhnlichen Selenzelle. Die neue Form ist der üblichen Selenzelle darin gleich, daß ihr Widerstand mit zunehmender Temperatur abnimmt.

Diese neue Form des Selens ist ganz instabil und daher sehr schwer zu erhalten. Bisher waren ungefähr dreißig Versuche, diese neue Form zu erzeugen, erforderlich, um fünf Proben zu erhalten. Bei der Herstellung geht das Selen anscheinend sehr leicht in eine Abart mit hohem Widerstand über. In allen Fällen wurde das Selen in Formen aus glasiertem Porzellan kristallisiert. Zwei parallele Neusilberdrähte mit ungefähr 3 mm gegenseitigem Abstand stellten die Verbindung mit dem Selen her, gerade wie die Drähte bei der gewöhnlichen Selenzelle. Der Widerstand einer Probe betrug nur 1,3 Ohm zwei Stunden, nachdem sie bei etwa 110° C aus dem Kristallisierofen entnommen worden war. Die Widerstände der übrigen Proben betrugen unter ähnlichen Verhältnissen 12 bzw. 117, 164 und 187 Ohm. Die Oberfläche dieser Proben war anfänglich glatt und dunkelrötlich grau, erschien aber nach einiger Zeit röter und dunkler. Es zeigte sich keine merkliche Veränderung der elektrischen Eigenschaften mit der Zeit, wenn die Proben keinem stärkeren Lichte ausgesetzt wurden als dem diffusen Zimmerlichte, und wenn die Temperaturänderungen nicht allzu groß oder allzu rasch waren. Die Probe Nr. 1 mit einem Widerstande von 117 Ohm veränderte ihren permanenten Widerstand nicht einmal um 1 Ohm, als sie dem wechselnden Lichte und der schwankenden Temperatur des Laboratoriums während der Dauer eines Monats ausgesetzt war.

Der Widerstand der Probe, die im Dunkeln bei 20° C einen Widerstand von 117 Ohm hatte, nahm auf 118,5 Ohm zu, wenn die Probe zehn Sekunden lang einer 16kerzigen Kohlefadenglühlampe in 10 cm Abstand ausgesetzt wurde. Die Zunahme erfolgte so rasch, daß ich keine Vorstellung über das zeitliche Element erlangen konnte. Im allgemeinen erfolgte die Erholung anscheinend ebenso rasch und so vollkommen wie bei der gewöhnlichen Selenzelle. Der Widerstand bei 5° C betrug 123 Ohm und wurde späterhin bei 20° C 117 Ohm. Darauf wurde das Selen in ein Bad von Paraffinöl gebracht, damit es während der Exposition gegen Licht besser vor Temperaturschwankungen geschützt war, und damit ich eine genauere Vorstellung von seiner Temperatur erhalten konnte. Zwischen das Selen und die Lichtquelle wurden somit ungefähr 4 mm Glas und 10 mm Paraffinöl eingeschaltet. Bei Abkühlung auf −10° C stieg der Widerstand auf 157 Ohm, erholte sich aber durch Erwärmung auf 20° C nur bis auf 153,5 Ohm. Bei erneuter Abkühlung auf −7,0° C stieg der Widerstand auf 191 Ohm im Dunkeln und 193 Ohm im Licht, und bei Erwärmung auf +15° C und 20° C betrug er 171 Ohm bzw. 167 Ohm. Bei 43° C wurde der Widerstand 157 Ohm; durch rasches Erhitzen des Selens auf 46° C und Erschütterung stieg der Widerstand sogleich auf 183 Ohm. Durch darauffolgende Abkühlung wurde der Widerstand dann auf 269 Ohm bei −15° C gesteigert. Es wurde somit beobachtet, daß der Widerstand durch intensives Licht oder extreme Temperaturänderungen, besonders wenn sie von Erschütterungen begleitet waren, um beliebige Beträge von 4 bis 40 Ohm zur Zeit zunahm. Diese Probe wurde auf diese Weise behandelt, bis der Widerstand den Wert von 499 Ohm erreicht hatte, und es zeigten sich keine Anzeichen dafür, daß er nicht noch weiter hätte gesteigert werden können. Bisher hat es sich nicht als möglich erwiesen, an irgendeiner der Proben eine dauernde Abnahme zu erzeugen.

Als der Widerstand der Probe Nr. 1 bei 16,5° C 262,5 Ohm betrug, wurden vierzehn Expositionen gegen eine 16kerzige Lampe in

20 cm Abstand von je 15 Sekunden Dauer vorgenommen. Das Glas und das Paraffinöl wurden zwischengeschaltet. Die kleinste beobachtete Widerstandszunahme betrug 0,5 Ohm und die größte 1,1 Ohm. Die mittlere Widerstandszunahme bei jeder einzelnen Exposition betrug 0,71 Ohm. Die Ablesungen wurden in Zwischenräumen von ungefähr zwei Minuten vorgenommen. Am Ende der dreizehnten Exposition hatte sich der Widerstand auf 263,2 Ohm in zwei Minuten erholt, aber am Ende der vierzehnten Exposition wurde er 264,0 Ohm und erholte sich von diesem Werte nicht wieder. Es ist zu beachten, daß bei allen Expositionen, mit Ausnahme der letzten, die Erholung nach Ablauf von zwei Minuten eine fast vollkommene war.

Ich habe gegenwärtig vier Selenproben, welche diese gemeinsamen Merkmale wie Probe Nr. 1 aufweisen, nämlich eine Widerstandszunahme bei Exposition gegen Licht, eine Widerstandsabnahme mit steigender Temperatur, und Unbeständigkeit unter gewissen gegebenen Bedingungen.

In einer früheren Arbeit[1]) ist gezeigt worden, daß für gewisse Selenzellen unter wechselnden Temperatur-, Druck- und Lichtverhältnissen die prozentische Widerstandsänderung infolge schwacher Belichtung unmittelbar eine Funktion des Widerstandes war, einerlei, wodurch dieser Widerstand bedingt wurde. Es war dann dargetan worden, daß in einer Selenzelle die verschiedenen Faktoren, welche den Widerstand herabsetzten, das Selen einem Gleichgewichtszustande entgegenzuführen schienen, der zwischen zwei oder mehreren allotropen Formen des Selens herrscht. Ich glaube, daß diese neuen Effekte am Selen, die ich in der vorliegenden Arbeit beschrieben habe, dem Selen innewohnen und nicht von Verunreinigungen herrühren, die infolge des Herstellungsprozesses auftreten. Ich glaube ferner, daß die Bestandteile dieser neuen Form des Selens dieselben sind wie die der gewöhnlichen Selenzelle und sich nur durch die Mengenverhältnisse von dieser unterscheiden.

Die vollständigen Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen in The Physical Review veröffentlicht werden.

1) F. C. Brown and Joel Stebbins, Phys Rev. **28**, 273, 1908.

Physical Laboratory, The State University of Jowa, Jowa City, Ja., im Februar 1910.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. April 1910.)

Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen.

Von G. v. d. Borne.

Einleitung.

Vor kurzer Zeit wurde mir durch die Liebenswürdigkeit des Herrn A. de Quervain, Zürich, der von ihm verfaßte Bericht über „Die Schallverbreitung der Dynamitexplosion an der Jungfraubahn am 15. November 1908[1])“ zugänglich gemacht. Herr de Quervain versucht auch eine Erklärung der beobachteten Tatsachen zu geben. Er nimmt dabei an, daß die merkwürdigen Einzelheiten, die bei derartigen Gelegenheiten zur Beobachtung gelangen, ausschließlich zurückzuführen seien auf die Brechung und Totalreflexion der Schallstrahlen, an verschieden erwärmten und mit verschiedener Horizontalgeschwindigkeit bewegten Luftschichten.

Ich selbst habe zwei ähnliche Fälle beschrieben[2]) und habe dabei versucht, eine Erklärung in derselben Weise zu ermöglichen. In beiden Fällen zeigte die Durchführung der Rechnung, daß ein einwandfreies Ergebnis auf diese Weise nicht zu erzielen sei. Ich habe deshalb seinerzeit auf eine Veröffentlichung meiner Erklärungsversuche verzichtet. Die vollständige Übereinstimmung des von Herrn de Quervain und mir gesammelten Materials veranlaßte mich nun zu einem erneuten Erklärungsversuch, der, wie ich glaube, zu einem brauchbaren Ergebnis geführt hat und dessen Grundzüge ich im folgenden darlegen will.

Die beobachteten Tatsachen.

Intensive Schallquellen sind in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft, umgeben von einem unregelmäßig begrenzten Gebiete „normaler Hörweite“. Außer diesem ist ein sehr viel ausgedehnteres „Gebiet abnormaler Hörweite“ vorhanden, das in den angeführten Fällen von jenem durch eine ca. 100 km breite „Zone des Schweigens“ getrennt war. Ähnliche Beobachtungen wurden mehrfach bei Vulkanausbrüchen gemacht[3]). Leider ließ das mir zugängliche Nachrichtenmaterial in diesen Fällen eine genaue zahlenmäßige Auswertung nicht zu.

Versuch einer theoretischen Erklärung[4]).

In unmittelbarer Nachbarschaft des Explosionsherds sind die gewöhnlichen Gesetze der

1) Annalen der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt 1908 (als Separatabdruck erhalten).

2) Zeitschrift „Die Erdbebenwarte“ **4**, 1; **6**, 110.

3) Z. B. am Kotopaxi (Wolff, Neues Jahrb. f. Mineralogie usw. 1878) und Krakatau (Verbeck, Krakatau; Refer. im Neuen Jahrb. f. Min. 1885, I).

4) Die im folgenden gegebenen Ausführungen sollen nur als vorläufige gelten, denen eine exaktere Darlegung und weitergehende rechnerische Durchführung folgen soll.

Fortpflanzung des Schalls nicht anwendbar. So beweisen z. B. die unregelmäßigen Grenzen und die außerordentlich scharfen Schallschatten im Gebiete der „normalen Hörweite", daß das Phänomen der Schallbeugung hier ganz zurücktritt und wir es überhaupt nicht mit einem „Schall" im Sinne der akustischen Theorien zu tun haben. Doch dürfen wir annehmen, daß in verhältnismäßig geringer Entfernung von der Explosionsstelle die Vorgänge sich zu einem regulären Schall umgebildet haben und daß wir von dort an mit den gewöhnlichen Anschauungen arbeiten dürfen.

Die Grenzfläche, welche den „Explosionsraum", in dem akustische Gesetze nicht gelten und den regulären „Schallraum" voneinander trennt, werden wir als „Schallquelle" bezeichnen. Aus dieser Schallquelle treten nach dem eben Gesagten, je nach den örtlichen Umständen, Scharen von mehr oder minder scharf begrenzten durch schallfreie Räume voneinander getrennte „Schallstrahlen" aus. Da die Ausdehnung der Schallquelle wohl in allen Fällen weniger als 1 km beträgt, dürfen wir sie im folgenden als punktförmig ansehen.

Das Vorhandensein der Zone des Schweigens zwischen den beiden Hörbarkeitsgebieten läßt uns auf eine Schallfortpflanzung längs gekrümmter oder gebrochener Schallbahnen schließen. Diese Abweichung von der geraden Linie kann 3 Ursachen haben:

1. Spiegelung — sie spielt eine Rolle nur für Betrachtungen über die Intensität des Schalls in dem Gebiete der abnormalen Hörweite. Wir wollen diese Betrachtungen bis zum Schlusse verschieben. Die Totalreflexion werden wir zweckmäßig als Brechungsphänomen ansehen und als solches behandeln.

2. Die Fortführung des Schalls durch den Wind, nur in untergeordneter Weise mitwirkend.

3. Die Schallbrechung, welche der Erscheinung als wesentliches Moment zugrunde liegt. Die der Rechnung zugrunde zu legenden Zahlen sind zum großen Teil vorläufig noch recht unsicher. Es ist aus diesem Grunde, und weil die Krümmung der Strahlen in den wichtigsten Teilen ihres Verlaufs groß ist gegen die Erdkrümmung, von der Berücksichtigung der letzteren im folgenden Abstand genommen worden. Bei einem weiteren Ausbau der Theorie würde diese Vernachlässigung aber zu Unzuträglichkeiten führen. Wir betrachten demgemäß die Atmosphäre als ein Aggregat, ebener, horizontaler Blätter. Dieses System zerfällt in zwei Teile. Im unteren Teile, in den „Sockelschichten", nimmt im allgemeinen die Temperatur von unten nach oben ab. Es können „Inversionsschichten" auftreten, in denen die Temperatur nach oben zunimmt, doch vermögen sie den Gesamtsinn und auch den Gesamtdurchschnitt des Gefälls nicht zu beeinflussen. Wir vernachlässigen den Einfluß des Wasserdampfs und nehmen an, daß die Anteile der einzelnen Gase an den Aufbau der Atmosphäre innerhalb dieses unteren Gebiets konstant seien und folglich auch das mittlere Molekulargewicht des Gasgemischs „Luft". In etwa 12 km Höhe endet dieses Gebiet der Temperaturabnahme und wir betreten das Feld der Isothermie. Die mischende Wirkung der Vertikalströmungen fehlt und infolgedessen kann die theoretisch zu erwartende prozentuale Zunahme der leichteren Gase der Atmosphäre und die entsprechende Abnahme des mittleren Molekulargewichts der „Luft" rein in Erscheinung treten. Das Vorhandensein der Isothermie ist bis zu etwa 30 km Höhe nachgewiesen, weiter hinauf ist die Temperaturverteilung unbekannt. Um die Durchführung der Rechnung zu erleichtern, nehme ich an, daß auch hier Temperaturkonstanz herrscht. Die Einwirkung etwaiger Abweichungen von dieser Annahme wird weiter unten besprochen werden.

Der Wind übt, wie bereits gesagt, auf unser Phänomen nur eine untergeordnete, gleichsam retuschierende Wirkung aus. Seine Stärke pflegt im Gebiete der Temperaturabnahme, vor allem nahe der Erdoberfläche mit der Erhebung zuzunehmen, doch ist ausdrücklich zu betonen, daß diese Zunahme durchaus nicht den allgemeinen Charakter der Temperaturabnahme trägt, daß „Inversionen" des Windgefälls sehr häufig sind, und daß auch der ganze Charakter des Phänomens oft völlig ins Gegenteil umschlägt, so daß die Windstärke mit der Erhebung abnimmt; ebenso ist ein Wechsel der Windrichtung mit der Höhe sehr häufig. Allgemeine kurze Regeln darüber gibt es nicht. Schon die überaus überraschende Übereinstimmung, die sich bei Gelegenheit der drei beschriebenen Explosionen zeigte, legt die Vermutung nahe, daß die so überaus wechselnden und unregelmäßigen Winde an dem Zustandekommen des gesamten Bildes nur untergeordnet beteiligt sind. Wir sehen aus allen diesen Gründen zunächst von der „Fortführung" des Schalls ab und betrachten die Atmosphäre als ruhend zur Schallquelle.

Die Schallbrechung wird beherrscht durch die Formel:

$$\sin \bar{\psi} : \sin \psi = \bar{u} : u, \qquad (1)$$

wobei bedeuten: $\bar{\psi}$ und ψ die Winkel, die der Schallstrahl oberhalb und unterhalb der brechenden Fläche mit der Flächennormale bildet (Depressionswinkel), und $\bar{u}$ und u die Schallgeschwindigkeit oberhalb und unterhalb dieser Fläche. Es ist zu beachten, daß die Gleichung (1)

für den von uns behandelten Fall eines Systems paralleler und ebener brechender Flächen für den gesamten Verlauf eines bestimmten Strahls gilt. Wir schreiben deshalb

$$\sin \psi : \sin \varphi = u : u_q , \qquad (2)$$

dabei gelten φ und u_q für die Schallquelle ψ und u für einen beliebigen Punkt des Schallstrahls. Sein Weg ist durch diese Formel vollständig beschrieben, wenn der Wert von u für jeden Punkt des durchstrahlten Raums bekannt ist. Es sei vorweggenommen, daß unter sinnentsprechender Umdeutung der Zeichen die Formel (2) und die aus ihr zu ziehenden Folgerungen auch dann Gültigkeit behalten, wenn wir die Fortführung der Schallstrahlen durch den Wind berücksichtigen. Es ist dazu lediglich nötig, die Fortpflanzung des Schalls für jeden einzelnen Punkt auf ein Koordinatensystem zu beziehen, daß sich in der Richtung und mit der Geschwindigkeit des dort herrschenden Windes vorwärts bewegt.

Wir schreiben weiter die Formel:

$$u^2 : u_0^2 = \frac{T}{\mu} : \frac{T_0}{\mu_0} , \qquad (3)$$

wobei die einzelnen Zeichen folgende Bedeutung haben: u_0 Schallgeschwindigkeit in Luft von 0^0 C und von der normalen Zusammensetzung der Sockelschichten, T_0 der Wert von 0^0 C ist absoluter Temperatur, μ_0 mittleres Molekulargewicht der Luft der Sockelschichten, u, T, μ Schallgeschwindigkeit, absolute Lufttemperatur, Molekulargewicht der Luft in dem betrachteten Punkte.

Aus (2) und (3) ergibt sich:

$$\sin \psi : \sin \varphi = \sqrt{\frac{T}{\mu}} : \sqrt{\frac{T_q}{\mu_q}} . \qquad (4)$$

Für die Sockelschichten dürfen wir μ konstant setzen. T nimmt im allgemeinen mit wachsender Höhe ab, also auch φ, d. h. die Strahlen sind nach oben konkav und steigen von der Schallquelle, die Zone des Schweigens übersteigend, empor.

Für die Höhenschichten nehmen wir, wie gesagt, die Temperatur konstant und gleich T_h an und erhalten so für sie die folgende Formel:

$$\sin^2 \psi = \sin^2 \varphi \, \frac{T_h}{T_q} \frac{\mu_q}{\mu} . \qquad (5)$$

Der Wert von $\frac{T_h}{T_q}$ ist konstant, das Molekulargewicht nimmt mit der Höhe ab, also wächst in den Höhenschichten der Depressionswinkel mit der Höhe. Die Strahlen sind nach unten konkav. Wir werden sehen, daß dies in verändertem Maße auch dann der Fall ist, wenn innerhalb der Höhenschichten die Temperatur nach oben abnimmt.

Da der auf- und der absteigende Ast des Strahls symmetrisch verlaufen, so ist die notwendige und hinreichende Bedingung dafür, daß der Strahl nach seinem Aufstiege die Höhe der Quelle wieder erreicht, die, daß der Strahl in einer über seinem tiefsten Punkte liegenden Stelle horizontal wird, d. h. daß für einen solchen Punkt die Gleichung gilt:

$$\sin^2 \varphi = \frac{T_q}{T} \cdot \frac{\mu}{\mu_q} . \qquad (6)$$

Wir können daraus für eine Umkehr des Strahls in den Sockelschichten die Bedingung ableiten:

$$\frac{T_q}{T} = \sin^2 \varphi , \qquad (7)$$

d. h. die Lufttemperatur des Umkehrpunkts muß für horizontal aus der Schallquelle tretende Strahlen gleich der Lufttemperatur bei der Schallquelle sein, sie aber für alle anderen Strahlen übertreffen.

Absolute Inversionen, wie sie hier verlangt werden, gibt es im allgemeinen nur bei geringen Höhenunterschieden.

Schallanomalien, wie sie z. B. Mohn von der norwegischen Küste beschreibt[1]), bei denen nur geringe Horizontalentfernungen in Frage kommen, sind folgerichtig durch sie zu erklären. Bei unserem Problem erfordert die große Horizontalausdehnung der „Zone des Schweigens" so große Steighöhen für die Schallstrahlen, daß eine absolute Temperaturumkehr, d. h. Temperaturen in den Kulminationspunkten der Strahlen, die gleich oder höher sind wie die Temperatur bei der Schallquelle, zum mindesten sehr unwahrscheinlich sind. Auf keinen Fall dürfen sie zur Erklärung einer auch quantitativ regelmäßig wiederkehrenden Erscheinung herangezogen werden.

Eine entsprechende Verstärkung der Brechungsphänomene durch die Fortführung ist, wie weiter unten gezeigt wird, ausgeschlossen. Es verbleibt uns deshalb nur die Annahme, daß die Umkehr der Schallstrahlen zum absteigenden Aste in den Höhenschichten erfolgt. Das ist der Fall, wenn doch für irgendeinen Punkt des Strahles die Gleichung gilt:

$$\sin^2 \varphi = \frac{T_q}{T_h} \frac{\mu}{\mu_q} . \qquad (8)$$

Die Variabilität von μ, die hier postuliert wird, läßt sich, wie folgt, begründen[2]): In einer aus einem vollkommenen Gase aufgebauten Atmosphäre gilt für die Druckabnahme nach oben die Gleichung:

1) Annalen der Hydrographie **20**, 85 u. 117, 1892.
2) Zum folgenden vergleiche: Hann, Meteorol. Zeitschrift 1903, S. 112 ff. und Emden, Gaskugeln, S. 6—10.

$$\frac{dp}{p} = \frac{dh}{\mathfrak{H} \cdot \frac{T}{T_0}}, \qquad (9)$$

woraus wir für einen Punkt in der Höhe h ableiten:

$$p_h = p_0 e^{-\frac{h\,T_0}{\mathfrak{H}(T)}}. \qquad (10)$$

(T) ist dabei eine zweckmäßig gewählte Mitteltemperatur, $\mathfrak{H}$ eine Größe von der Dimension $[l^1]$, die sogenannte „Höhe der homogenen Atmosphäre". Sie ist dem Molekulargewicht des betrachteten Gases umgekehrt proportional. Wir wollen als Normalgas für $\mathfrak{H}$ den zweiatomigen Wasserstoff betrachten, für den wir das Molekulargewicht $= 2$ setzen. Auf der Erde ist $\mathfrak{H}_{H_2} = 115$ km.

Für ein Gas mit dem Molekulargewicht μ_x ist:

$$\mathfrak{H}_x = \frac{2 \cdot \mathfrak{H}_{H_2}}{\mu_x} \qquad (11)$$

und

$$p_{x,h} = p_{x,0} \cdot e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot T_0}{2 \cdot \mathfrak{H}_{H_2}(T)}}. \qquad (12)$$

Eine Atmosphäre, die nach Art der irdischen aufgebaut aus einer großen Anzahl verschiedener Gase ist, können wir als eine additive Superposition von eingasigen Atmosphären betrachten. So ergibt sich für das mittlere Molekulargewicht die Gleichung:

$$[\mu] = \frac{\Sigma \mu_x \cdot p_{x,0} \cdot e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot T_0}{2 \cdot \mathfrak{H}_{H_2}(T)}}}{\Sigma p_{x,0} \cdot e^{-\frac{h \cdot \mu_x \cdot T_0}{2 \cdot \mathfrak{H}_{H_2}(T)}}}, \qquad (13)$$

worin μ_x und $p_{x,0}$ nacheinander gleich den Molekulargewichten bzw. den Partialdrucken der einzelnen Gase, wie sie an der Erdoberfläche auftreten, zu setzen sind.

Aus den Formeln ergibt sich, daß der Partialdruck eines Einzelgases nach der Höhe um so schneller abnimmt, je höher sein Molekulargewicht ist. Daraus folgt, daß $[\mu]$ mit der Höhe abnimmt. Die Abnahme erfolgt um so schneller, je tiefer wir (T) ansetzen. Der Aufbau von Atmosphären verschiedener Temperaturen ist einander ähnlich, ihre Lineardimensionen sind der absoluten Temperatur proportional.

Der Wert von p_0 für H_2, der für unsere Betrachtungen von grundlegender Bedeutung ist, ist nur ungenau bekannt. Aus diesem Grunde können wir, ohne die Genauigkeit der Ergebnisse weiter zu gefährden, unsere Formel einer weitgehenden Vereinfachung unterziehen. Wir nehmen an, daß die Atmosphäre aufgebaut sei aus zwei Gasen: aus Wasserstoff und aus einem Gase, dessen Molekulargewicht zwischen dem von Stickstoff und Sauerstoff liegt und gleich 28,6 ist. Wir führen für die p_0, die von Hann[1]) für 10 km Höhe gegebenen Werte ein, setzen $T = 220^0$ und erhalten nach einigen Umformungen und Abrundungen die zur Rechnung benutzte Form:

$$[\mu] = 2 \cdot \frac{e^{0{,}15\,h} + 53000}{e^{0{,}15\,h} + 3000}. \qquad (14)$$

Die Ergebnisse der Rechnung stellt Fig. 1 dar. Aus den T[2]) und $[\mu]$ fanden sich die Werte

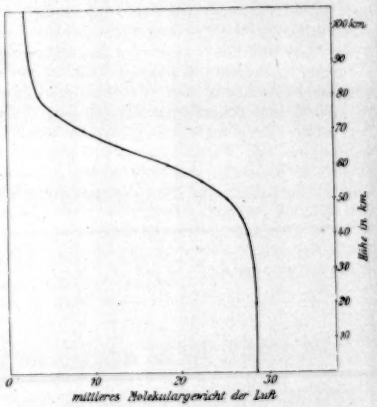


Fig. 1.

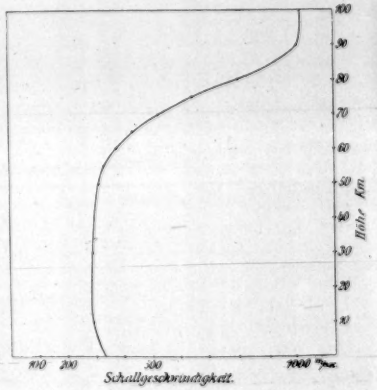


Fig. 2.

1) l. c.

2) Bodentemperatur in den Sockelschichten $= 289^0$ abs., Temperaturgefälle $= \frac{5^0}{\text{km}}$.

für u in verschiedenen Höhen (Fig. 2) und mit diesen konnten schließlich „Schallbahnen" berechnet werden[1]).

Depressionswinkel an der Schallquelle	Die Schallbahn wird horizontal in einer Höhe von ... km	Die Schallbahn erreicht die Erdoberfläche ... km von der Schallquelle
80°	56	290
70°	53	210
60°	62	142
50°	65	126
40°	69	120
30°	75	116
20°	89	126
17° 20′	∞	∞

Sind die Temperaturen niedriger, wie hier angenommen, so rücken die Umkehrpunkte in niedrigere Werte von μ hinein. Gleichzeitig zieht sich das Gesamtbild der Atmosphäre mit sinkender Temperatur zusammen: Beide Einflüsse wirken auf die Trajektorie im entgegengesetzten Sinne ein. Die zahlenmäßige Berechnung ist noch nicht durchgeführt.

Wir sehen, daß sich das anormale Gebiet von ca. 114—300 km von der Schallquelle erstreckt. Es sollte in dieser Ausdehnung die Quelle als kreisförmiger Ring umgeben. Am Innenrande dieses Ringes bildet sich eine Art Brennlinie. Es ist dort eine erhebliche Verstärkung der Schallintensität zu erwarten, die nach außen erst ganz allmählich jenseits 200 km sehr schnell abklingt.

Diesen theoretischen Betrachtungen entsprechen die folgenden Beobachtungen: Es zeigen sich Bruchstücke ringförmiger Hörbarkeitsgebiete zwischen 125 und 220 km. Am Innenrande des Ringes grenzen Schweigen und größte Intensität unmittelbar aneinander, nach außen findet ein offenbar durch Terrainformen beeinflußtes ganz allmähliches Abklingen statt. Die Übereinstimmung ist also eine so vollständige, wie sie bei den unsicheren Voraussetzungen und den abgekürzten Rechnungen irgend erwartet werden konnte. Die Unvollständigkeit des Ringsystems ist zum Teil bedingt durch unvollständige Nachrichten. Eine abschließende Erklärung der tatsächlichen Unterbrechungen der Ringe wird sich vermutlich durch Diskussion der Schatten- und Beugungserscheinungen geben lassen.

Jede Brechung eines Schallstrahls ist naturgemäß von einer Reflexion begleitet, die eine Minderung der auf dem Brechungswege wandernden Energiemenge bedingt.

Die Existenz der Zone des Schweigens, in der der größte Teil der reflektierten Schallenergie zur Erde gelangt, beweist, daß es sich nur um einen kleinen Anteil der Gesamtenergie handelt. Die zahlenmäßige Prüfung dieser Vorgänge sowie des Einflusses der Wärmeleitung und Wärmestrahlung soll deshalb an dieser Stelle übergangen werden.

Es ist schließlich noch die Wirkung des Windes auf die Schallbahnen, die Fortführung zu erörtern. Die Schallträger, die Luftteilchen wandern mit dem Winde. Ihre Verschiebung addiert sich geometrisch zu der Schallbewegung. Solange nur horizontale Windbewegung vorhanden ist, können also durch den Wind vertikale Anteile in die Fortpflanzungsrichtung des Schalles nicht hineinkommen. Um bereits Gesagtes zu wiederholen: Das Brechungsgesetz bleibt in der bisher behandelten Weise auch für bewegte Luft gültig, wenn wir die Schallfortpflanzung auf Koordinatensysteme beziehen, die sich in der Richtung und mit der Geschwindigkeit des Windes bewegen. Daraus folgt insbesondere, daß die Bedingungen, unter denen eine Rückkehr nach oben gerichteter Strahlen zur Erde stattfindet, dieselben bleiben wie bei Windstille[1]). Jedes von dem Schall in der Zeiteinheit durchlaufene Teilstück eines Schallstrahles wird um die Strecke fortgeführt, die der Wind in der Zeiteinheit zurücklegt. Das Integral dieser Elementarversetzungen über den ganzen Verlauf eines Strahles, wie er in ruhender Luft sich darstellen würde, stellt die gesamte Wirkung des Windes auf ihn dar. So ergibt sich eine Verzerrung des Bildes der Schallverbreitung, die bei der sehr erheblichen Ausdehnung in horizontaler und vertikaler Richtung, die das gesamte Schallfeld hat, sehr kompliziert ausfallen muß entsprechend den horizontalen und vertikalen Variationen von Windstärke und Windrichtung.

Immerhin lassen sich die eintretenden Wirkungen der Größe nach schätzen. Es dürfte z. B. die Annahme zutreffen, daß die durchschnittliche Windstärke in den in Betracht kommenden Schichten, bis zu etwa 100 km Höhe, weniger als 10 Proz. der jeweiligen Schallgeschwindigkeit trägt. Die Länge der Schallwege bis zu dem Innenrande des Ringes abnormaler Hörweite beträgt etwa 180 km, daraus dürfen wir schließen, daß die gesamte Wirkung der Fortführung unter 20 km bleibt.

1) Die langwierige Rechnung wurde nur sehr kursorisch durchgeführt. Die mitgeteilten Ergebnisse sind deshalb nur als vorläufige zu betrachten.

1) Die abweichenden Anschauungen, die z. B. Lord Rayleigh (Theorie des Schalles, deutsche Ausgabe II, 155 ff.) und de Quervain (l. c.) vertreten, sind m. E. nicht haltbar.

Die in den drei beschriebenen Fällen zur Beobachtung gelangten Bruchstücke der Ringe abnormaler Hörweite liegen in Lee. Die wegen der Fortführung anzubringenden Korrektionen bringen die Ergebnisse der Rechnung und der Beobachtung noch näher zusammen.

Zusammenfassung.

Schallquellen von großer Intensität sind in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft umgeben von einem „Gebiet normaler Hörweite", außer diesem ist ein sehr viel ausgedehnteres Gebiet „abnormaler Hörweite" vorhanden, das von jenem durch eine ca. 100 km breite Zone des Schweigens getrennt ist. Es wird für diese Tatsachen die folgende Erklärung gegeben: In den unteren, hier als Sockelschichten bezeichneten Regionen der Atmosphäre, in denen die Temperatur nach oben abnimmt und das Molekulargewicht der Luft praktisch konstant ist, sind die Schallstrahlen nach oben konkav. In den Höhenschichten sind sie nach unten konkav, so daß sie nach unten zurückkehren, weil die Anteilnahme der leichteren Gase am Aufbau der Atmosphäre in ihnen zunimmt, also das Molekulargewicht der Luft sinkt und die Schallgeschwindigkeit größer wird. Der Wind übt auf diese Erscheinungen nur einen untergeordneten Einfluß aus. Die Durchführung der Rechnung ergibt eine so gute Übereinstimmung mit den Tatsachen, daß die gemachten Annahmen, vor allen Dingen diejenigen über die Änderung der Zusammensetzung der Luft mit der Höhe als ziemlich zutreffend anzusehen sind.

Ausgedehntere Untersuchungen des behandelten Phänomens, z. B. bei Vulkanausbrüchen, können uns Aufklärung geben über die Temperaturen in den höheren Schichten der Atmosphäre bis zu etwa 100 km hinauf und über den Anteil, den dort die einzelnen Gase der Luft an ihrem Aufbau nehmen, vor allem, wenn es gelingen sollte, die Zeit der Schallbeobachtungen an verschiedenen Orten sicher festzulegen.

Krietern, Kr. Breslau, Kgl. Erdwarte, April 1910.

(Eingegangen 12. April 1910)

Magnetische Linienspektren von β-Strahlen.

Von Otto v. Baeyer und Otto Hahn.

Die vorliegende Arbeit wurde unternommen, um die Entscheidung darüber zu treffen, ob die β-Strahlen von radioaktiven Substanzen, die unter Vermeidung störender Nebeneinflüsse nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, durch eine einzige Geschwindigkeit charakterisiert, also homogen sind. Diese Ansicht ist seit einer Reihe von Jahren besonders von O. Hahn und L. Meitner auf Grund von Absorptionsmessungen vertreten und soweit dies möglich war, in ihren Konsequenzen bestätigt worden[1]). Neuerdings wurde von anderer Seite dagegen behauptet[2]), daß einheitliche β-Strahlen nicht nach einem exponentialen, sondern nach einem linearen Gesetz absorbiert werden, und daß man es in den Fällen, wo die Absorption nach einem Exponentialgesetz erfolgt, mit einer komplexen Strahlung zu tun habe. Während also nach der Auffassung von Hahn und Meitner beispielsweise Aktinium *C* oder *Th D* oder *Ra E* β-Strahlen einer ganz bestimmten Geschwindigkeit emittieren, ist nach der anderen Auffassung die Strahlung eben derselben Körper komplex. Nach der ersteren Auffassung ist also jede einheitliche β-strahlende Substanz genau so durch die Geschwindigkeit ihrer β-Strahlen charakterisiert, wie dies für α-strahlende Substanzen in bezug auf die Anfangsgeschwindigkeit ihrer α-Strahlen der Fall ist.

Bei den α-Strahlen wurde der Beweis hierfür nicht nur durch die Bestimmung des Ionisierungsbereiches aus den Absorptionskurven, sondern auch durch magnetische Ablenkungsversuche erbracht. Rutherford erhielt nämlich für die einzelnen α-strahlenden Zerfallsprodukte in starken Magnetfeldern charakteristische Ablenkungsstreifen, so daß er aus der Stärke der Ablenkung die Geschwindigkeit der einzelnen α-Strahlengruppen bestimmen konnte.

Was dagegen die magnetische Ablenkung der β-Strahlen anbelangt, so sprechen die bisherigen Befunde allerdings gegen die oben zitierte Annahme, daß einheitliche Substanzen β-Strahlen einer Geschwindigkeit emittieren. Die Versuche von Kaufmann und Bucherer ergaben nämlich ein kontinuierliches Ablenkungsspektrum, während man nach der genannten Annahme einzelne Banden hätte erwarten sollen. Gegen die Beweiskraft der Versuche von Kaufmann und Bucherer sprach aber das verwendete Ausgangsmaterial und die Art der Versuchsanordnung. Die β-strahlende Substanz war nämlich in beiden Fällen festes Radiumsalz, das sicher den schnell zerfallenden Niederschlag (*Ra A*, *Ra B* und *Ra C*) im Gleichgewicht und den langsam zerfallenden (*Ra D*, *Ra E* und *Ra F*)

1) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **9**, 321 bis 333, 697—702, 1908; **10**, 741—745, 948—950, 1909.
2) W. Wilson, Proc. Roy. Soc. A **82**, 612—628, 1909.

in beträchtlicher Menge enthielt. Da nun nach den Versuchen von Hahn und Meitner Radium, *Ra B* und *Ra E* je eine Gruppe von β-Strahlen, *Ra C* deren zwei aussenden, so lagen hier mindestens fünf verschiedene Strahlenarten vor.

Außerdem ist es bekannt, daß β-Strahlen beim Durchdringen durch Materie starke Sekundärstrahlen erzeugen, mögen das nun zerstreute Primärzahlen oder neu erzeugte β-Strahlen sein. Über die Geschwindigkeit dieser Sekundärstrahlen ist so gut wie nichts bekannt. Jedenfalls treten hier so viel verschiedene Geschwindigkeiten auf, daß es von vornherein gar nicht unwahrscheinlich ist, daß die den einzelnen Geschwindigkeiten entsprechenden Banden sich teilweise übereinander lagern und so den Anschein eines kontinuierlichen Spektrums erwecken.

Wollte man daher auf diesem Wege eine Entscheidung über die Einheitlichkeit der β-Strahlen treffen, so mußte man von vornherein solche Substanzen und Versuchsbedingungen wählen, daß einerseits die Anzahl der vorhandenen β-Strahlengruppen, andererseits die Menge der erzeugten Sekundärstrahlen möglichst gering war. Von diesem Gesichtspunkte aus war die Verwendung der aktiven Niederschläge am aussichtsreichsten, weil man diese in unendlich dünner Schicht und auf beliebig kleinen Flächen verteilt untersuchen kann. Erschwerend dagegen ist beim Radium und Aktinium die große Zerfallsgeschwindigkeit, die ein langes Exponieren unmöglich macht. Beim *Ra* besteht außerdem die β-Strahlung aus mindestens drei Gruppen, deren Geschwindigkeiten nicht allzu sehr verschieden sind.

Am geeignetsten erscheint daher der aktive Niederschlag des Thoriums, wenn man ihn in genügend starker Aktivität erhalten kann, denn von den Produkten des Thoriumniederschlags senden nur *Th A* und *Th D* augenscheinlich je eine Gruppe von β-Strahlen aus, die sich in ihrer Geschwindigkeit, falls man aus den Absorptionskurven einen Rückschluß auf diese ziehen kann, stark unterscheiden müssen. Außer den aktiven Niederschlägen kommen auch noch solche aktive Substanzen in Betracht, die nur eine oder zwei Gruppen von β-Strahlen emittieren und in so starker Aktivität hergestellt werden können, daß man sie in dünner Schicht untersuchen kann. Hierzu gehören jedenfalls *Ur X*[1]), *Ra E* und vielleicht *Th* 2 (Mesothorium 2). Hingegen erscheinen *Th X* und Aktinium *X* wegen der vielleicht störend auftretenden Emanation von vornherein nicht sehr geeignet.

Von den genannten Substanzen gelangten schließlich zur Untersuchung: der aktive Niederschlag des Thoriums, also *Th A* und *Th D*, *Ra* E_2, Mesothorium 2 und Radiothorium + Zerfallsprodukte.

Die Versuchsanordnung war ähnlich der, die Rutherford zur magnetischen Ablenkung der α-Strahlen verwendet hat. Die aktive Substanz wurde auf einem dünnen Draht (0,2 mm Durchmesser und etwa $2^1/_2$ cm Länge) gesammelt, der in eine entsprechende Rille gelegt wurde; parallel zu dieser befand sich zwei Zentimeter oberhalb ein Schlitz von etwa 0,4 mm Weite und etwa 2 cm Länge, der aus der Gesamtstrahlung der aktiven Substanz ein dünnes Strahlenbündel ausblendete. Über dem Schlitz war in 2,5 cm Entfernung eine photographische Platte, mit der Schichtseite den Strahlen zugekehrt, angebracht.

Die Fig. 1[1]) gibt einen schematischen Querschnitt der Anordnung. *A* ist die Rille, *B* der Schlitz, *C* die photographische Platte. Ohne Magnetfeld mußte sich also der Schlitz durch die Strahlen der radioaktiven Substanzen als schmaler Streifen auf der photographischen Platte abbilden. Die ganze Anordnung befand sich durch lichtdichtes schwarzes Papier gegen Tageslicht geschützt in einem Glasrohr, das mittels einer Gaedepumpe evakuiert werden konnte. Das Glasrohr war in einem schwachen magnetischen Felde aufgestellt, so daß der Spalt parallel zur Richtung der magnetischen Kraftlinien verlief.

Als photographische Platten erwiesen sich nach mehreren Vorversuchen Schleußnersche Röntgenplatten am geeignetsten. Während man durch α-Strahlen schon mit verhältnismäßig schwachen Substanzen und bei kurzen Expositionen deutliche Bilder erhält, muß man für die viel weniger wirksamen β-Strahlen lange Zeit exponieren oder, wo dies wegen des raschen Zerfalls der Produkte nicht angängig ist, sehr starke Präparate verwenden. Wurde nun ein schwaches Magnetfeld (etwa 100 Gauß) angelegt und das Glasrohr gleichzeitig evakuiert, so erhielt man bei hinlänglich langer Exposition ein scharfes unabgelenktes Bild der etwa vorhandenen α-Strahlen und mehr oder minder deutliche Eindrücke der je nach ihrer Geschwindigkeit stärker oder schwächer abgelenkten β-Strahlen. Die mit den verschiedenen Produkten erhaltenen Resultate sind weiter unten näher beschrieben. Vorgreifend sei hier nur bemerkt, daß in allen untersuchten Fällen ein deutlich

1) Als diese vorliegende Arbeit im wesentlichen schon durchgeführt war, erschien eine Mitteilung von H. W. Schmidt, in der er in einer Anmerkung magnetische Versuche mit den β-Strahlen von *Ur X* ankündigt. Wir haben daher von der Untersuchung des *Ur X* abgesehen.

1) Die Figuren befinden sich auf Tafel XII.

diskontinuierliches Spektrum, bestehend aus einzelnen Linien oder Liniengruppen, erhalten wurde.

1. Aktiver Niederschlag des Thoriums.

Der aktive Niederschlag des Thoriums besteht aus vier Produkten: *Th A*, *Th B*, *Th C* und *Th D*, von denen nach den Untersuchungen von Hahn und Meitner *Th A* und *Th D*[1]) β-Strahlen emittieren. Werden diese beiden Produkte voneinander getrennt im Elektroskop untersucht, so erfolgt die Absorption der zugehörigen β-Strahlen augenscheinlich nach einem Exponentialgesetz, woraus Hahn und Meitner den Schluß zogen, daß jede dieser Substanzen eine einheitliche Gruppe von β-Strahlen aussendet, die durch eine ganz bestimmte Geschwindigkeit charakterisiert ist. Dabei ist allerdings in Erwägung zu ziehen, daß man eine Absorptionskurve für völlig reines Thorium *A* nicht aufnehmen kann. Auch wenn die Substanz unmittelbar nach ihrer Herstellung gar kein *Th B* + *C* + *D* enthält, so werden diese doch so schnell nachgebildet, daß die β-Strahlen am Thorium *D* wenige Minuten nach der Herstellung von Thorium *A* sich bereits störend bemerkbar machen, so daß für die Absorption ein reines Exponentialgesetz nicht mehr erwartet werden kann.

Nach obigem war zu erwarten, daß man im Magnetfeld mit dem aktiven Niederschlag des Thors zwei den beiden β-Strahlengruppen entsprechende Ablenkungsstreifen erhält.

Die aktive Substanz wurde auf einem dünnen Draht in der üblichen Weise aus einem starken Radiothorpräparat gesammelt. Die Aktivität des Drahtes war im Gleichgewicht so stark, wie 0,05 mg reines $Ra\,Br_2$. Nach 12—15stündiger Exposition wurde die photographische Platte entwickelt und es zeigten sich außer dem sehr intensiven unabgelenkten Streifen der α-Strahlen zwei schwächere, aber deutlich wahrnehmbare, von β-Strahlen herrührende Streifen. Sie waren nicht gleich stark, sondern der weniger abgelenkte war schwächer und ziemlich unscharf. Dieses Resultat ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß harte β-Strahlen wegen ihrer geringeren Absorption in der lichtempfindlichen Substanz diese auch weniger schwärzen. Die geringere Schärfe des harten β-Strahles rührt vielleicht von weicheren Sekundärstrahlen her, die eben wegen ihrer kleineren Durchdringbarkeit wirksamer sind und sich dadurch störend bemerkbar machen.

1) Das im vergangenen Jahr von Hahn und Meitner entdeckte *Th D* emittiert die früher dem *Th B* zugeschriebenen β-Strahlen.

Bei diesen ersten Versuchen war die photographische Platte zum Schutz gegen Licht in 0,01 mm dickes Aluminium eingehüllt. Es zeigte sich aber in der Folge, daß die Bilder ohne diese Aluminiumfolie schärfer wurden, weshalb bei den späteren Versuchen die Platten in der angegebenen Weise gegen eindringendes Licht geschützt wurden.

Um den Einfluß des Blendenmaterials auf die Schärfe der Bilder zu studieren, wurden Blenden aus Aluminium, Messing und Platin-Iridium verwendet. Große Unterschiede wurden indes nicht beobachtet, und es wurden daher die meisten der späteren Versuche mit Blenden aus Platin-Iridium ausgeführt. Auch der Einfluß des Materials der Rille, in der sich der aktive Draht befand, wurde geprüft und in der Folge Aluminium als am geeignetsten verwendet.

Fig. 2 gibt eine Reproduktion eines mit dem aktiven Niederschlag des Thoriums erhaltenen Bildes. Der scharfe, mit α bezeichnete Streifen rührt von den α-Strahlen her, die mit *Th A* und *Th D* bezeichneten Streifen gehören beziehungsweise dem *Th A* und *Th D* an. Der von *Th A* herrührende weiter abgelenkte Streifen ist im Original fast ebenso scharf, wie der Streifen der α-Strahlen, während der schwächere, aber auf der photographischen Platte immerhin sehr deutlich sichtbare *Th D*-Streifen in der Reproduktion kaum wahrnehmbar erscheint. Es scheint damit außer Zweifel gestellt, daß hier zwei einheitliche β-Strahlengruppen vorliegen, deren Geschwindigkeit einer oberflächlichen Schätzung nach 80 bezw. 95 Proz. der Lichtgeschwindigkeit beträgt.

Außer diesen beiden in allen Versuchen wahrnehmbaren Streifen zeigten sich unter Umständen noch drei sehr schwache, von denen zwei nach ihrer außerordentlich starken Ablenkbarkeit von sehr langsamen β-Strahlen herrühren müssen. Derartig weiche β-Strahlen können bei den gewöhnlichen Absorptionsversuchen, bei denen die α-Strahlen ausgeschlossen werden müssen, natürlich nicht zur Wirkung kommen. Sie konnten daher auch keinerlei Einfluß auf die Exponentialkurven haben. Der dritte schwache Streifen aber ist etwas weniger abgelenkt als der *Th A*-Streifen; bei Verwendung nicht sehr enger Blenden ist er von jenem nicht völlig getrennt. Wir schätzen seine Geschwindigkeit zu etwa 10 Proz. größer als die des *Th A*-Streifens. Eine direkte Zugehörigkeit zum *Th A* ist an sich nicht sehr wahrscheinlich. Ob, und in welcher Beziehung dieser schwache und die beiden obenerwähnten sehr stark abgelenkten schwachen Streifen zu den Produkten des ak-

tiven Niederschlags stehen, möchten wir vorläufig noch offen lassen.

Radium E_2.

Die β-Strahlen vom Radium E_2 werden nach den Untersuchungen verschiedener Forscher nach einem Exponentialgesetz absorbiert; sie werden also nach der eingangs erwähnten Annahme alle mit derselben Geschwindigkeit ausgeschleudert. Es steht daher zu erwarten, daß man bei Verwendung eines reinen RaE_2-Präparats einen definierten Ablenkungsstreifen erhält.

Die zu dem Versuche verwendete Substanz wurde aus 75 g Bleichlorid aus Pechblende hergestellt, das in größerer Menge von der Firma Buchler & Cie. in Braunschweig bezogen war. Das Bleichlorid wurde in kochendem Wasser gelöst und in der Kälte wieder auskristallisieren gelassen. Da RaE_2 leicht löslich ist, blieb es hierbei in der Lösung. Die Lösung wurde dann mit überschüssiger Natronlauge versetzt, wobei der zuerst sich ausscheidende Rest des Bleies wieder in Lösung ging, während geringe Mengen von Eisen ungelöst blieben. Das Eisen enthielt fast das gesamte RaE_2. Durch mehrmaliges Umfällen mit Natronlauge wurde das Eisen möglichst vollständig von Blei befreit und nach dem Auflösen in sehr verdünnter Salzsäure mit H_2S die letzte Spur Blei ausgefällt. Dieser kaum einige Milligramm betragende H_2S-Niederschlag enthielt fast die Gesamtmenge RaE_2. Nach dem Veraschen des Filters wurde die Substanz, deren Aktivität etwa 0,1 mg reinen $RaBr_2$ entsprach, vorsichtig auf einen angefetteten dünnen Messingdraht gebracht, der wiederum in der oben erwähnten Rille Platz fand. Nach etwa 15stündigem Exponieren zeigte die photographische Platte einen einzigen, allerdings nicht sehr scharfen Streifen, was wohl wieder auf die störende Wirkung der Sekundärstrahlen zurückzuführen ist.

Da bei der Herstellung von RaE_2 das Polonium abgetrennt wurde, so ist der Eindruck der α-Strahlen nur schwach. Von einer Reproduktion dieser Photographie sehen wir vorläufig ab, da noch andere Untersuchungen über diesen Gegenstand im Gange sind. Insbesondere soll nämlich auch geprüft werden, ob RaD und RaE_1 eine weiche β-Strahlung emittiert, wie es nach einigen Vorversuchen den Anschein hat.

Mesothorium 2.

Das von O. Hahn[1]) vor mehreren Jahren entdeckte Mesothorium wandelt sich nicht direkt in Radiothorium um, sondern wie derselbe Verf. später zeigte, liegt zwischen diesen beiden Körpern ein Zwischenprodukt von 6,20 Stunden Zerfallsperiode, das die ursprünglich dem Mesothorium zugeschriebenen β-Strahlen emittiert[1]). Hahn nannte dieses Produkt Mesothorium 2 oder kurz Thorium 2. Die β-Strahlen dieser Substanz wurden von Hahn und Meitner[2]) auf ihre Absorption untersucht und da hierbei kein exponentiales Gesetz erhalten wurde, so schlossen die Verf. auf eine komplexe Strahlung. Da sich die Substanz leicht rein d. h. getrennt von andern radioaktiven Produkten herstellen läßt, so erschien ihre Untersuchung im Magnetfeld von Interesse. Als Ausgangssubstanz diente ein Mesothoriumpräparat, dessen Aktivität, mit der des Radiums verglichen, mehrere Milligramm betrug. Der Gehalt an Radiothor betrug knapp 1 Proz.

Das Mesothorium 2 wurde durch Zusatz von etwas Fe mittels NH_3 niedergerissen. Nach dem Veraschen betrug das Präparat an Gewicht einige Milligramm und war an Aktivität stärker als 4 mg Radium. Wie beim RaE_2 wurde ein Teil der feinpulverigen Substanz an den dünnen Messingdraht geklebt, der dann im Magnetfeld exponiert wurde. Die Wirkung dieses Präparates war so stark, daß man schon nach $^3/_4$ Stunden ein intensives Bild erhielt.

Das Bild selbst aber war in vieler Hinsicht überraschend. Vor allem zeigte es ein breites verwaschenes, wenig abgelenktes, also von schnellen β-Strahlen herrührendes Band. Die Breite des Bandes legt den Schluß nahe, daß sich hier zwei β-Strahlengruppen teilweise übereinander lagern, was auch mit den früher erwähnten Befunden von Hahn und Meitner in Einklang steht.

Außerdem aber waren noch 4 scharf getrennte stark abgelenkte Streifen vorhanden, die von 4 Gruppen sehr weicher β-Strahlen herrühren müssen.

Ein zweiter Versuch, der mit demselben Präparat, aber mit einem stärkeren Magnetfeld ausgeführt wurde, ergab dasselbe Resultat, wobei die einzelnen Streifen, dem stärkeren Feld entsprechend, weiter voneinander entfernt waren.

Fig. 3 zeigt die Reproduktion des bei dem zweiten Versuch erhaltenen Bildes. Der nur sehr schwach ausgeprägte α-Streifen rührt von der geringen Menge des dem Mesothorium 2 beigemengten Radiothors her. Um dies sicher zu stellen, wurde mit demselben Präparat am

1) Chem. Ber. **40**, 1462, 1907.

1) Diese Zeitschr. **9**, 246, 1908.
2) l. c.

nächsten Tag eine weitere Aufnahme gemacht, welche die Streifen der β-Strahlen entsprechend der Abnahme des Mesothorium 2 sehr viel schwächer, die der α-Strahlen entsprechend der Nachbildung des *ThX* aus Radiothor, viel stärker zeigte. Woher die 4 weichen Strahlen kommen, läßt sich von vornherein nicht so ohne weiteres entscheiden. Wahrscheinlich gehören sie dem mit 6,2 Stunden abfallenden Produkt an, das dann im Sinne der Auffassung von Hahn und Meitner noch komplex sein müßte.

ThX.

In einer mit dieser Mitteilung gleichzeitig[1]) erscheinenden Arbeit von Hahn und Meitner wird der Nachweis erbracht, daß auch Thorium *X* außer den schon lange bekannten α-Strahlen eine sehr leicht absorbierbare β-Strahlung emittiert. Es war daher von Interesse, diesen Befund auch durch Versuche im Magnetfeld zu kontrollieren, um so mehr als der elektroskopische Nachweis dieser Strahlung ziemlich mühselig ist.

Man mußte also mit einem Radiothor oder *ThX*-Präparat außer den beiden von *ThA* und *ThD* herrührenden Streifen einen dritten erhalten, der entsprechend der geringen Geschwindigkeit der zugehörigen Strahlen noch stärker als der *ThA*-Streifen abgelenkt erscheint. Allerdings konnte man von vornherein nicht wissen, ob nicht die Emanation sich so störend bemerkbar macht, daß eine Untersuchung im Magnetfeld überhaupt unmöglich wird. Verwendet wurde ein in geringer Substanzmenge vorliegendes Radiothorpräparat, dessen Aktivität ungefähr 0,3 mg $RaBr_2$ entsprach und das durch starkes Glühen in den nicht emanierenden Zustand übergeführt worden war. Der größere Teil davon wurde in der oben angegebenen Weise im Magnetfeld exponiert. Das Resultat entsprach vollkommen den Erwartungen und zeigte kaum eine störende Wirkung der Emanation. Schon nach einigen Stunden Exposition erhielt man nämlich ein sehr deutliches Bild, das außer den beiden dem *ThA* und *ThD* zugehörigen Streifen, einen dritten noch stärker abgelenkten Streifen, entsprechend den weichen β-Strahlen von *ThX* aufwies. Man konnte daran denken bei dem Radiothor, das während der Versuche seine Intensität nicht ändert, durch Engermachen des Spaltes die Ablenkungsbilder schärfer zu erhalten. Dies trifft auch tatsächlich zu. Da man dann aber viel länger exponieren muß, um den gleichen Eindruck zu erhalten, so macht sich die störende Wirkung der Emanation derart bemerkbar, daß die Bilder verschleiert werden.

Fig. 4 gibt eine Reproduktion einer bei den hier beschriebenen Versuchen mit Radiothor erhaltenen Aufnahmen.

Die den β-Produkten *ThX*, *ThA* und *ThD* entsprechenden einzelnen β-Streifen sind bezw. mit *X*, *A* und *D* bezeichnet. Der *ThX*-Streifen ist etwas schwächer als der *ThA*-Streifen, obgleich die weicheren *ThX*-Strahlen in der photographischen Schicht stärker wirken müßten; wahrscheinlich rührt dies daher, daß das Radiothor nicht in unendlich dünner Schicht verteilt war und daher die sehr weichen *ThX*-Strahlen schon zum großen Teil in dieser Schicht absorbiert werden, so daß nur ein geringer Teil an die photographische Platte gelangt.

Die mit dem *ThX* erhaltenen positiven Resultate legen den Gedanken nahe auch Aktinium *X* einer ähnlichen Untersuchung zu unterziehen. Herr Professor Giesel hatte die große Liebenswürdigkeit, uns ein starkes Aktinium-*X*-Präparat zur Verfügung zu stellen und wir hoffen in Kürze über diese Versuche berichten zu können.

Die im vorstehenden beschriebenen magnetischen Linienspektra geben den Beweis, daß einheitliche Produkte β-Strahlen ganz bestimmter Geschwindigkeit emittieren. Da die Substanzen bei manchen dieser Versuche nicht in unendlich dünner Schicht vorlagen, und die auf die photographische Platte einwirkenden Strahlen somit verschiedene Schichtdicken in der aktiven Substanz selbst zu durchdringen hatten, so scheinen die erhaltenen Resultate auch dafür zu sprechen, daß die β-Strahlen beim Durchgang durch Materie keine merkliche Geschwindigkeitsänderung erfahren. Direkte Versuche zur Entscheidung dieser Frage durch Bedecken der Substanz mit Aluminiumfolien sind deshalb schwer durchzuführen, weil schon sehr geringe Dicken von Aluminium die β-Strahlen vollständig zerstreuen und dadurch nur so wenig Strahlen durch den Spalt austreten können, daß keine deutlichen Bilder erhalten werden. Doch scheint uns das logarithmische Absorptionsgesetz, das für die den einzelnen Streifen entsprechenden Strahlen in den früher erwähnten Arbeiten erhalten wurde, ein hinreichender Beweis zu sein, daß keine merkliche Geschwindigkeitsänderung mit der Absorption verknüpft ist.

Zusammenfassung der Resultate:

Die vorliegende Untersuchung beweist, daß beim Zerfall der radioaktiven Substanzen nicht nur die α-Strahlen, sondern auch die β-Strahlen

1) Diese Zeitschr. 11, 493, 1910.

das radioaktive Atom mit einer für das betreffende Produkt charakteristischen Geschwindigkeit verlassen.

Damit ist für die von Hahn und Meitner auf Grund ihrer Absorptionsmessungen gemachte Annahme, daß solche β-Strahlen, die nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, homogen sind, eine neue Stütze gewonnen.

Wahrscheinlich emittiert jede β-strahlende Substanz nur eine Gruppe typischer β-Strahlen. In den Fällen, wo das nicht zutrifft, liegen vielleicht komplexe Substanzen vor. Andrerseits haben wir in der magnetischen Ablenkung ein Mittel in der Hand, solche Produkte auf wenig durchdringende β-Strahlen zu untersuchen, die derzeit noch für strahlenlos gelten. Ihre Anzahl ist durch die Untersuchungen der letzten Jahre sowieso sehr verringert worden.

Man hat in den Linienspektren ferner die Möglichkeit, die Geschwindigkeit der einzelnen β-Strahlen genau zu bestimmen. Da diese für manche β-Strahlen der Lichtgeschwindigkeit sehr nahe kommt, so ist Aussicht vorhanden, die Versuche über die Zunahme der scheinbaren Masse mit wachsender Geschwindigkeit genauer als bisher auszuführen. Das für diese Versuche seinerzeit verwendete Material, nämlich festes Radiumsalz, eignet sich für diesen Zweck nicht sehr, da es aus den oben angeführten Gründen kein diskontinuierliches Spektrum gibt. Auch wir haben bei den von uns angewendeten (schwachen) Feldern eine Trennung in Linien vorläufig nicht erhalten.

Physikalisches und Chemisches Institut der Universität Berlin.

(Eingegangen 16. Mai 1910.)

Eine neue β-Strahlung beim Thorium X; Analogien in der Uran- und Thoriumreihe.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Vor einiger Zeit haben wir gezeigt, daß die β-Strahlen des Radiums nicht nur von den verschiedenen Produkten des aktiven Niederschlags herrühren, sondern daß auch Radium selbst eine typische β-Strahlung aussendet[1]). Auf Grund unserer Annahme, daß einheitliche Substanzen nur eine Gruppe von Strahlen, entweder nur α- oder nur β-Strahlen aussenden, haben wir den Schluß gezogen, daß auch das Radium selbst keine einheitliche Substanz ist, sondern aus Radium und einer zweiten Substanz, die als Radium X zu bezeichnen wäre, besteht. Wir haben auch angegeben, daß wir Trennungsversuche beim Radium vorgenommen haben, die Aussicht auf Erfolg zu versprechen schienen. Tatsächlich hatten wir ein Radiumpräparat, dessen Aktivität einen Monat nach seiner Herstellung, also nach einer Zeit, da es mit der Emanation schon im Gleichgewicht hätte sein müssen, durch viele Wochen hindurch noch kontinuierlich zunahm und zwar um mehr als das Doppelte des nach einem Monat erreichten Wertes. Es ist uns aber trotz zahlreicher Bemühungen nicht gelungen, nochmals ein derartiges Präparat zu erhalten. Dennoch sind wir von der Existenz von Radium X überzeugt, sehen aber vorläufig keinen Weg, eine Trennung durchzuführen. Denn auch Versuche, Radium X durch Rückstoß aus dem Radium herzustellen, verliefen ergebnislos, was unsere Annahme, daß Radium selbst nur β-Strahlen, Radium X α-Strahlen aussendet, stützt.

Wir werden weiter unten auf gewisse Analogien in den Zerfallsreihen des Urans und des Thoriums verweisen. Diese Analogien machen es wahrscheinlich, daß ThX ebenfalls außer den bekannten α-Strahlen eine absorbierbare β-Strahlung emittiert. Nach unserer Meinung müßte also auch ThX komplex sein. Hierfür spricht auch noch die Durchdringbarkeit der α-Strahlen des ThX, worauf schon Rutherford hingewiesen hat.

Wir haben nun, von diesen Gesichtspunkten geleitet, eine möglichst genaue Untersuchung der Strahlen des ThX und auch des Radiothors ausgeführt.

Die Untersuchungen mit ganz frisch abgetrenntem reinen Radiothor, die wegen der verhältnismäßig langsamen Nachbildung der durchdringenden β-Strahlen des aktiven Niederschlags leicht durchzuführen sind, ergaben, daß Radiothor keine β-Strahlen emittiert, was mit den Befunden anderer Forscher[1]) übereinstimmt.

Was ThX betrifft, so macht sich bei den Messungen der störende Einfluß der Emanation sehr unangenehm geltend, wenn man nicht für absoluten Abschluß des Elektroskops Sorge trägt. Da das verwendete geschlossene β-Strahlenelektroskop nicht absolut luftdicht ist, haben wir die untersuchten Präparate mit 0,01 mm Aluminium luftdicht verschlossen. Es ist natürlich zum Nachweis einer weichen β-Strahlung erforderlich, die die α-Strahlen ausschließenden Metallschichten nicht dicker als der Ionisierungsbereich bedingt, zu wählen, da andernfalls auch die weichen β-Strahlen nicht mehr in Erscheinung treten können.

1) O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. 10, 741—745, 1909.

1) M. Levin, diese Zeitschr. 8, 129, 1907.

Um nun die vermutete β-Strahlung beim ThX nachzuweisen, wurde zunächst geprüft, ob sich ein Unterschied in den Absorptionskurven bemerkbar macht, wenn man einerseits ThX + Zerfallsprodukten, andererseits den aktiven Niederschlag des Thoriums allein untersucht. Die auf diese Weise erhaltenen Absorptionskurven waren indes innerhalb der Versuchsfehler identisch. Dieses Resultat sprach aber nicht unbedingt gegen eine weiche Strahlung, denn auch Radium läßt im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten die weiche β-Strahlung nicht erkennen, die bei Präparaten frei von Emanation und aktivem Niederschlag mit Leichtigkeit nachzuweisen ist.

Wir mußten daher ThX möglichst frei von seinen Zerfallsprodukten herstellen. Da die Emanation sofort wieder nachgebildet wird, und somit eine wenn auch sehr geringe Menge ThA sehr schnell vorhanden ist, so ist an einen direkten Nachweis durch eine einheitliche Absorptionskurve von vornherein nicht zu denken. Man kann aber den Nachweis versuchen, ob die β-Strahlung eines möglichst von seinen Zerfallsprodukten gereinigten ThX-Präparates absorbierbarer ist als die des ThA.

Ein mäßig starkes Radiothorpräparat wurde in möglichst geringer Flüssigkeitsmenge mit NH_3 versetzt, der Niederschlag abfiltriert und das Filtrat auf einem Platinschälchen eingedampft. Um die während des Eindampfens geringen Mengen nachgebildeten aktiven Niederschlags zu beseitigen, wurde das Platinschälchen ziemlich stark geglüht. Unmittelbar nach dem Glühen wurde es mit 0,01 mm lochfreiem Aluminium verschlossen und in einem β-Elektroskop zur Messung gebracht. Um die Absorbierbarkeit der Strahlung festzustellen, wurde das Präparat abwechselnd unbedeckt und mit 0,054 mm Aluminium bedeckt gemessen und für beide Fälle eine Anstiegskurve aufgenommen. Die Aktivität nahm für beide Messungsreihen von Anfang an zu, aber der Anstieg war für das mit 0,054 mm Aluminium bedeckte Präparat während der ersten halben Stunde beträchtlich langsamer als für das unbedeckte Präparat. Aus diesen beiden Kurven kann man nun das Verhältnis der Aktivität bei 0 und 1 Blatt Aluminium, mit anderen Worten das Durchdringungsvermögen der Strahlung, für jeden beliebigen Zeitpunkt bestimmen. Es ergab sich hierbei das Resultat, daß das Durchdringungsvermögen zunächst mit der Zeit abnahm, ein Minimum durchschritt und dann allmählich zunahm. Dies zeigt, daß $Th(B + D)$ in geringem Überschuß vorhanden war, dessen Zerfall allerdings durch die schnelle Nachbildung von ThA überdeckt wurde, sich aber eben in der anfänglichen Abnahme des Durchdringungsvermögen erkennen ließ, da die β-Strahlen von ThD viel durchdringender sind als die des ThA. Ist nun keine von ThX herrührende leicht absorbierbare β-Strahlung vorhanden, so muß das Minimum des Durchdringungsvermögens demjenigen entsprechen, das für $Th(A + B + C + D)$ im Gleichgewicht erhalten wird. Tatsächlich lag der erhaltene Minimalwert weit unterhalb des Gleichgewichtswertes. Während nämlich 0,054 mm Aluminium von der $Th(A + D)$-Strahlung etwa 67 Proz. durchlassen, ging der erwähnte Minimalwert in einigen Fällen bis auf etwa 40 Proz. herab. Dies ist schon ein Beweis für eine konstante weiche β-Strahlung, die nur vom ThX herrühren kann.

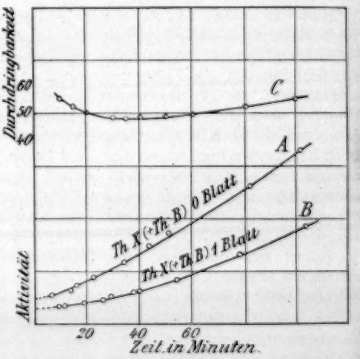


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt drei Kurven, von denen A und B den β-Anstieg der Aktivität des in der oben angegebenen Weise hergestellten Thorium-X-Präparats zeigen, und zwar Kurve A für 0, Kurve B für 1 Blatt. Kurve C wurde aus den beiden Kurven A und B dadurch erhalten, daß das Verhältnis der Aktivitäten zu verschiedenen Zeitpunkten bestimmt und dies so erhaltene Durchdringungsvermögen als Funktion der Zeit aufgetragen wurde. Die Kurve C zeigt deutlich, daß das schon anfangs nicht dem Gleichgewichtswert entsprechende Durchdringungsvermögen der Strahlung noch weiter abnimmt, um dann allmählich erst wieder anzusteigen. Die angeführten Versuche haben dargetan, daß durch das Glühen nicht alles ThB beseitigt wird, wodurch natürlich auch bei schnellem Arbeiten niemals die weiche Strahlung des ThX rein erhalten werden kann.

Wir haben daher noch eine Reihe von Versuchen mit *ThX* hergestellt, das möglichst vollständig sowohl von *ThB* als *ThA* befreit war. Es ist schon öfters darauf hingewiesen worden, daß man *ThB* aus einer Lösung des aktiven Niederschlags mittels Tierkohle abtrennen kann. In ähnlicher Weise wurde nun mit dem Filtrat der Radiothorfällung verfahren. Die Lösung wurde unmittelbar nach der Ammoniakfällung mit einer ziemlich großen Menge Tierkohle aufgekocht, das Filtrat schnell eingedampft und kurz geglüht. Das geglühte Produkt wurde, um auch das Eindringen von Spuren der Emanation in das Elektroskop zu verhindern, mit einer undurchlässigen dünnen Goldschlägerhaut luftdicht eingeschlossen. Das Glühen und Einschließen erforderte eine Zeit von knapp 4 Minuten, so daß unter Berücksichtigung, daß *ThB* durch die Tierkohle ganz entfernt war und das etwa noch spurenweise vorhandene *ThA* durch Glühen beseitigt worden war, zu Beginn der Messung nur etwa 3 Promille vom aktiven Niederschlag vorhanden sein konnten; trotzdem war die Aktivität ohne Schwierigkeit meßbar. Wurde es dagegen noch mit einer Aluminiumfolie bedeckt, die beim aktiven Niederschlag noch mindestens 40 Proz. der Strahlung hätte durchlassen müssen, so sank die Aktivität auf einen sehr geringen Wert, was auf eine sehr weiche Strahlung schließen läßt. Die jetzt weiter aufgenommenen Messungen mit 0 und 1 Blatt Aluminium zeigten während der nächsten Stunden eine sehr starke Zunahme der Aktivität, besonders für den Fall, daß das Präparat mit einem Blatt bedeckt war. Dies rührt davon her, daß zu der schon anfänglich vorhandenen sehr weichen Strahlung die härtere von dem aktiven Niederschlag hinzutrat. Aus den auf diese Weise aufgenommenen Kurven wurde das Durchdringungsvermögen der Strahlung als Funktion der Zeit bestimmt und die erhaltenen Werte wieder zur Konstruktion einer Kurve verwendet, indem als Abszisse die Zeit, als Ordinate das zugehörige Durchdringungsvermögen in Prozenten aufgetragen wurde.

Fig. 2 zeigt die erhaltenen Kurven. Die Kurven *A* und *B* geben den zeitlichen Aktivitätsanstieg für 0 und 1 Blatt wieder, Kurve *C* stellt die zeitliche Änderung des Durchdringungsvermögens dar. Extrapoliert man diese Kurve nach der Zeit Null, so erhält man ein sehr geringes Durchdringungsvermögen, das nach dem obigen Befund auf eine leicht absorbierbare β-Strahlung beim Thorium *X* schließen läßt. Der Wert dieses Durchdringungsvermögens ergibt sich zu etwa 8 Proz.

Vorsichtshalber wurde aber auch ein Kontrollversuch mit Thorium *A* allein angestellt. Der aktive Niederschlag wurde zu diesen Zweck

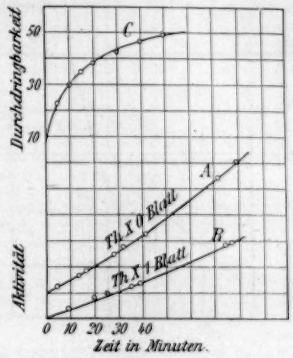


Fig. 2.

in verdünnter Salzsäure gelöst. Aus der Lösung wurde das *ThB* durch mehrmaliges Fällen mit Tierkohle abgetrennt. Das Filtrat wurde zum größten Teil auf einem Uhrglas eingedampft und unter analogen Bedingungen wie vorher das *ThX* zur Messung gebracht. Der kleine Rest des Filtrats wurde gleichfalls eingedampft und in einem α-Elektroskop auf die Nachbildung des *ThB* aus *ThA* untersucht, um daraus auf die Reinheit des Ausgangsmaterials einen Schluß ziehen zu können. Es zeigte sich, daß zur Zeit Null das abgetrennte *ThA* weniger als 1 Proz. *ThB* enthalten hatte. In derselben Weise wie vorher für das reine *ThX* wurden nun auch die Anstiegskurven für *ThA* für 0 und 1 Blatt aufgenommen und daraus die Kurve für die zeitliche Änderung des Durchdringungsvermögens ermittelt.

Fig. 3 gibt die erhaltenen Kurven wieder und zwar entsprechen die Kurven *A* und *B* bez. den Messungen mit 0 und 1 Blatt; Kurve *C* stellt die Zunahme des Durchdringungsvermögens mit der Zeit in Prozenten dar. Extrapoliert man diese wieder wie oben nach der Zeit Null, so ergibt sich das Durchdringungsvermögen für reines *ThA* zu etwa 26 Proz.

Wir sehen also hieraus, daß beim *ThX* eine etwa dreimal so weiche β-Strahlung vorhanden ist, als beim *ThA*.

Noch auf einem dritten Wege konnte die Existenz dieser sehr weichen β-Strahlung wahrscheinlich gemacht werden. Es gelang nämlich nie, auch unter Einhaltung aller Vorsichtsmaßregeln, die β-Strahlen vollständig zum Verschwinden zu bringen. Eine ganz geringe konstante Aktivität blieb stets zurück, sie betrug für die

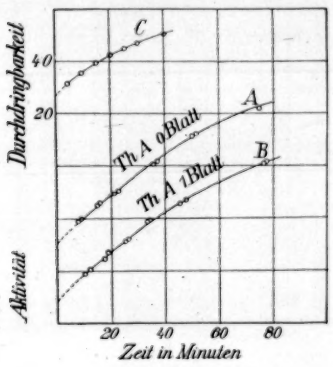


Fig. 3.

Fälle, daß das Präparat mit 0,01 mm *Al* bedeckt war, etwa 1 Proz. der Gesamtstrahlung und in dem Fall, daß es nur durch die dünnere Goldschlägerhaut bedeckt war, über 1,5 Proz.

Der Nachweis so weicher β-Strahlen wie die des *ThX*, ist naturgemäß sehr schwer, wenn die zu untersuchenden Präparate außerdem α-Strahlen emittieren; denn man muß ja eine dem „Ionisierungsbereich" der α-Strahlen äquivalente Menge Aluminium vorschalten, um diese auszuschließen. Hierbei wird aber auch die weiche β-Strahlung zum weitaus größten Teil absorbiert, so daß man sie nur unter besonderen Vorsichtsmaßregeln nachweisen kann.

Es war deshalb von großem Interesse, die auf obigem Wege erkannte β-Strahlung des *ThX* auch auf einem ganz anderen objektiven Wege nachzuweisen. In einer mit dieser Mitteilung gleichzeitig[1]) erscheinenden Arbeit von Otto v. Baeyer und Otto Hahn wird eine Methode angegeben, wie man die β-Strahlen einzelner Radioelemente getrennt voneinander photographisch nachweisen kann. Auf diesem Wege wurde, wie dies in der betreffenden Arbeit beschrieben ist, einerseits der aktive Niederschlag des Thors, andererseits Radiothor + *ThX* untersucht. Im letzteren Fall trat ein Streifen mehr auf, der entsprechend der leichten Absorbierbarkeit der *ThX*-Strahlen stärker als der *ThA*-Streifen abgelenkt war.

Der große Vorteil der photographischen Methode ist der, daß die α-Strahlen nicht störend wirken und daß die leicht absorbierbaren Strahlen in der photographischen Schicht mindestens ebensogut zur Wirkung gelangen wie die durchdringenderen. Handelt es sich daher um das Auffinden von β-Strahlen, deren Durchdringungsfähigkeit noch kleiner als die der *ThX*-Strahlen ist, so wird man nach der gewöhnlichen elektroskopischen Methode nicht zum Ziele gelangen können, während der von v. Baeyer und Hahn benutzte Weg Erfolg verspricht.

Die β-Strahlen beim *ThX* wurden als Analogon zu den β-Strahlen des Radiums gesucht.

Stellt man sich nämlich einmal die Produkte der Uran-Radiumreihe und die der Thoriumreihe nebeneinander, so macht sich eine Anzahl von Analogien bemerkbar, die man wohl kaum als rein zufällige betrachten kann. Diese Analogien beziehen sich einerseits auf die Art der emittierten Strahlen, andererseits auf die chemischen Eigenschaften, soweit diese für die einzelnen Produkte überhaupt bekannt sind.

Schon The Svedberg[1]) hat auf die Analogie zwischen Ionium, Radium und Emanation einerseits, Radiothor, *ThX* und Thoriumemanation andererseits hingewiesen. Ionium und Radiothor emittieren α-Strahlen und sind in ihren chemischen Eigenschaften nicht voneinander zu unterscheiden, indem sie beide den Reaktionen des Thoriums folgen. Radium und Thorium *X* emittieren, wie schon lange bekannt α-Strahlen und verhalten sich chemisch wie Erdalkalimetalle. Die Emanationen emittieren ebenfalls α-Strahlen und sind inaktive Gase wie die Elemente der Argongruppe.

Zu den α-Strahlen des Radiums und des Thorium *X* kommen nun nach unseren Untersuchungen noch je eine Gruppe von leicht absorbierbaren β-Strahlen, die in dem Falle, daß *Ra* sich als komplex nachweisen läßt, auch für eine komplexe Natur des *ThX* sprechen. Dafür spricht auch schon der Durchdringungsbereich der α-Strahlen, der für ein Produkt von der verhältnismäßig langen Lebensdauer des *ThX* auffallend groß ist.

Man kann die Analogie der einzelnen Reihen aber noch bis zu den Anfangsgliedern zurück verfolgen, wobei man allerdings noch mit einer gewissen Unsicherheit unserer Kenntnisse bezüglich der Reihe Uran-Ionium zu rechnen hat.

Uran und Thorium emittieren beide α-Strahlen, aus dem Thorium entsteht Mesothorium 1, das keine α-Strahlung besitzt und für das vorläufig keine β-Strahlung nachgewiesen worden ist. Aus dem Uran scheint nach den Untersuchungen von Danne ein neuer Körper, Radiouran, zu entstehen, für das ebenfalls eine Strahlung mit Sicherheit noch nicht nachgewiesen ist.

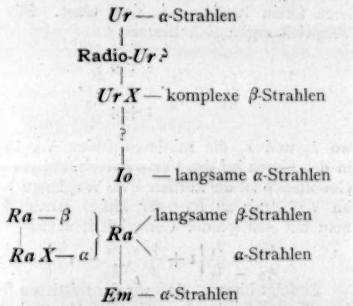
Auf Radiouran folgt Uran *X*, auf das Meso-

1) Diese Zeitschr. 11, 488, 1910.

1) Zeitschr. für anorg. Chemie **63**, 197—206.

thorium 1 das Mesothorium 2. Beide sind mit NH_3 fällbar und emittieren eine komplexe β-Strahlung. Möglicherweise liegt nach Soddy zwischen dem UrX und dem Ionium noch ein anderes Produkt von verhältnismäßig kurzer Lebensdauer, was dann in der Reihe des Thoriums ebenfalls auf einen Körper zwischen Mesothorium 2 und Radiothor schließen ließe.

Da im allgemeinen die Lebensdauer der Körper der Uran-Radiumreihe sehr viel länger ist als die der entsprechenden Produkte der *Th*-Reihe, so läge ein derartiges Zwischenprodukt zwischen Mesothorium 2 und Radiothorium



Zieht man außer dieser Übereinstimmung im Typus und der ungefähren Geschwindigkeit der emittierten Strahlen die in fast allen Fällen konstatierte Gleichheit der chemischen Eigenschaften der Produkte in Betracht, so erkennt man hier eine sehr weitgehende Analogie, die unwillkürlich auf eine sehr verwandte Konstitution der homologen Atomgruppen schließen läßt. Eine Beziehung zwischen den Zerfallsperioden und Geschwindigkeiten der Strahlen der entsprechenden Gruppen aufzustellen, ist uns allerdings nicht gelungen; es besteht hier höchstens insofern eine Gesetzmäßigkeit, als die Produkte der Uranreihe bis zur Emanation die beständigeren sind.

Das Resultat der vorliegenden Arbeit besteht also darin, daß der Nachweis für eine wenig durchdringende β-Strahlung beim ThX erbracht worden ist. Der Nachweis dieser β-Strahlung als Analogon zu der weichen β-Strahlung des Radiums ist ein weiteres Glied in den Gesetzmäßigkeiten, die zwischen den Zerfallsreihen des *Ur* und des *Th* wenigstens bis zur Emanation bestehen.

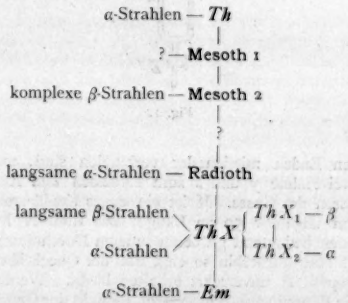
Berlin, Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 16. Mai 1910.)

durchaus im Bereich der Möglichkeit, könnte aber wegen seiner kurzen Lebensdauer bisher übersehen worden sein. Die sehr komplexe Strahlung des Mesothorium 2, wie sie sich aus den photographischen Aufnahmen von v. Baeyer und Hahn ergibt, spricht ohnehin für eine sehr komplexe Substanz.

Es folgen dann die schon oben besprochenen Produkte Radiothor, Ionium usw.

Zur Übersicht geben wir hier eine Zusammenstellung der Produkte des Urans und Thoriums bis zu den Emanationen:



Über die Viskosität der Gase der Argongruppe [1]).

Von A. O. Rankine.

Ich habe in einer früheren Arbeit eine Methode beschrieben, die besonders geeignet ist, die Viskosität von sehr kleinen Mengen verschiedener Gase zu vergleichen. Seitdem habe ich diese Methode angewendet, um die Viskosität von Helium-, Neon-, Argon-, Krypton- und Xenonproben zu bestimmen, welche Sir William Ramsay so freundlich war, mir zur Verfügung zu stellen. Die hier mitgeteilten Resultate gelten nur für Zimmertemperatur, doch soll die Untersuchung der Abhängigkeit von der Temperatur sofort in Angriff genommen werden. Dazu muß aber der Apparat erst etwas abgeändert werden; und in Anbetracht der großen Bedeutung, welche die Viskosität für die kinetische Gastheorie und die molekularen Eigenschaften der Gase hat, schien es mir nicht geraten, mit der Veröffentlichung solange zu warten.

Theorie der Meßmethode.

Fig. 1 zeigt die wesentlichen Bestandteile des Apparates: zwei Röhren M und N, die an bei-

1) In der Royal Society mitgeteilt von Professor F. T. Trouton, F. R. S. Eingegangen am 2. Februar, vorgetragen am 17. Februar 1910.

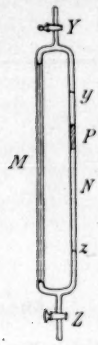


Fig. 1.

den Enden miteinander verbunden sind, und zwei Hähne y und z zum Einlassen und Auslassen des Gases. M ist ein enges Kapillarrohr von ungefähr 50 cm Länge; das Rohr N hat einen bedeutend größeren inneren Durchmesser, ist aber immerhin so eng, daß der Quecksilbertropfen P unversehrt erhalten bleibt. Werden die Röhren senkrecht gestellt, so sinkt der Quecksilbertropfen langsam abwärts, indem er das eingeschlossene Gas durch die Kapillarröhre durchtreibt. Wenn der Apparat mit verschiedenen Gasen gefüllt wird, so ist deren Viskosität, abgesehen von einer kleinen Korrektion, auf welche ich gleich zurückkommen will, einfach proportional der Zeit, welche der Quecksilbertropfen braucht, um die Strecke zwischen den zwei Marken y und z zu durchfallen. Wenn also t_1 und t_2 die Fallzeiten für zwei verschiedene Gase sind, so ist

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{t_1}{t_2}. \qquad (1)$$

In der früheren Arbeit ist darauf hingewiesen worden, daß durch die Oberflächenspannung der Druck des Quecksilbertropfens ein wenig vermindert wird. Die Oberflächenspannung des Quecksilbers hängt sicher von dem Gase, das mit dem Quecksilber in Berührung ist, ab; aber es ist kaum wahrscheinlich, daß der Unterschied groß ist; und da sich die Korrektur nur auf einen kleinen Bruchteil des Gesamtdruckes beziehen würde, kann sie sicher vernachlässigt werden.

Der Grund, warum Gleichung (1) das Verhältnis der Viskositäten nur angenähert gibt, liegt darin, daß die verschiedenen Gase verschiedene Gleitungskoeffizienten haben. Die vollständige Ausflußformel, auf unseren speziellen Fall angewendet, heißt:

$$\eta = \frac{\pi R^4 p t}{8 l v}\left(1 + \frac{4G}{R}\right), \qquad (2)$$

wo η die Viskosität bedeutet, R den inneren Durchmesser des Kapillarrohres, p den tatsächlichen Druck des Quecksilbertropfens, t seine Fallzeit von Marke y bis Marke z, l die Länge der Kapillarröhre und v das vom Quecksilbertropfen fortgeschobene Gasvolumen. Der Gleitungskoeffizient ist G; er hängt von der Beschaffenheit des Gases ab und ist, wie O. E. Meyer gezeigt hat, praktisch gleich der mittleren freien Weglänge in dem Gase. Für den Vergleich ergibt sich hieraus:

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{t_1}{t_2} \cdot \frac{1 + 4\frac{\lambda_1}{R}}{1 + 4\frac{\lambda_2}{R}}, \qquad (3)$$

wo λ_1 und λ_2 die mittleren freien Weglängen in den Gasen bei den Versuchsverhältnissen sind. Gewöhnlich ist die mittlere freie Weglänge, selbst im Verhältnis zu R, sehr klein, darum kann man mit genügender Genauigkeit setzen

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{t_1}{t_2}\left\{1 + \frac{4\lambda_2}{R}\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} - 1\right)\right\}. \qquad (4)$$

Es folgt hieraus, daß wir die mittleren freien Weglängen in den betreffenden Gasen kennen müssen, um η_1 und η_2 vergleichen zu können. Doch genügt auch das Verhältnis $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$, wenn λ für ein Gas bekannt ist. Auf alle Fälle sind nur verhältnismäßig rohe Werte nötig, und solche kann man mit Hilfe der kinetischen Gastheorie berechnen. Bei den einfachsten Annahmen gelten die folgenden Gleichungen:

$$\eta = \frac{1}{3}\varrho\lambda V \quad \text{und} \quad p = \frac{1}{3}\varrho V^2,$$

wo ϱ die Gasdichte bedeutet, V die Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat der Moleküle und p den Druck.

Durch Elimination von V erhalten wir

$$\eta = \lambda\sqrt{\frac{1}{3}p\varrho}$$

oder, wenn der Druck derselbe ist, bei zwei verschiedenen Gasen:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\eta_1}{\eta_2}\sqrt{\frac{\varrho_2}{\varrho_1}}. \qquad (5)$$

Um einen rohen Wert von $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ zu erhalten, können wir den angenäherten Wert von $\frac{\eta_1}{\eta_2}$ aus Gleichung (1) verwenden. Damit kann nun aus Gleichung (4) ein genauer Wert für $\frac{\eta_1}{\eta_2}$

gewonnen und wenn nötig wieder in (5) eingesetzt werden. Es zeigte sich aber eine Korrektur als genügend. Der Wert $\frac{4\lambda_2}{R}$ muß für irgendein Gas, in unserem Fall war es Luft, bestimmt werden. Für den verwendeten Apparat war der Wert von $\frac{4\lambda_2}{R}$ bei Atmosphärendruck und Temperatur sehr nahe gleich 0,004. Die zur Verwendung kommende Gleichung heißt demnach

$$\frac{\eta}{\eta_{\text{Luft}}} = \frac{t}{t_{\text{Luft}}}\left\{1 + 0{,}004\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{Luft}}} - 1\right)\right\}.$$

Es mag noch bemerkt werden, daß Gleichung (5) in der Folge verwendet wurde zum Vergleich der mittleren freien Weglängen für die verschiedenen Gase. Dabei wurde der korrigierte Wert von $\frac{\eta_1}{\eta_2}$ benutzt.

Versuchsanordnung.

Verfasser erhielt die Gasproben in Reagenzgläsern, die in Quecksilber eintauchten, ungefähr 10 ccm von jeder Gattung. Diese Menge genügte vollkommen, um bei Atmosphärendruck den Apparat zu füllen, da derselbe nur einen Rauminhalt von 6 ccm hatte. Es ist schon so oft ausführlich beschrieben worden[1]), auf welche Weise kleine Mengen wertvoller Gase zu behandeln sind, daß es genügt, wenn ich hier nur eine Skizze des zum Auspumpen und Füllen der Röhren verwendeten Apparates bringe (Fig. 2).

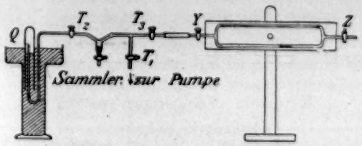


Fig. 2.

Die Verbindung mit den Meßröhren geschah durch kurze Gummischläuche, da sie nach der Füllung gelöst werden muß, um die Röhren umkippen zu können. Nach dem Versuche wurde die Verbindung wieder hergestellt, das Gas ausgepumpt und über Quecksilber aufgefangen. Die Pumpe selbst wurde nur beim Entleeren der Röhren mit Gas gefüllt; beim Füllen wurde vor dem Eintretenlassen des Gases aus dem Reagenzglas Q der Hahn T_1 geschlossen. Daher waren 10 ccm mehr als genügend, um die Röhren bei Atmosphärendruck zu füllen.

1) Siehe Travers, „Study of Gases".

Die Füllung geschah folgendermaßen: Der ganze Apparat wurde ausgepumpt und Hahn T_1 geschlossen. Dann wurde das Gas langsam eingelassen durch Regulieren der drei Hähne T_2, T_3 und Y, bis der Druck innen Atmosphärendruck erreicht hatte. Hierauf wurden die Hähne T_2 und Y geschlossen und das Gas zwischen Y und T_1 ausgepumpt und gesammelt. Nach Entfernung des Gummischlauches bei Y waren nun die an einem Gestell um O drehbar befestigten Röhren zum Versuche bereit.

Ausführung der Messung.

In der früheren Arbeit ist gezeigt worden, daß es nötig ist, den Quecksilbertropfen die Strecke $y\,z$ in beiden Richtungen durchfallen zu lassen und das Mittel der Fallzeiten zu nehmen. Bei allen hier mitgeteilten Versuchen wurde das Mittel von sechs Fallzeiten — drei in jeder Richtung — genommen. Der Apparat wurde zu verschiedenen Zeiten mit trockener Luft gefüllt, die als Vergleichsstoff diente. Es wurde durchwegs derselbe Quecksilbertropfen benutzt und bei gleicher Temperatur änderte sich die Fallzeit in Luft nicht merklich. Die Temperatur änderte sich im Laufe einer Versuchsreihe nie um mehr als 0,5° C; es wurde das Mittel genommen. In dem kleinen Temperaturintervall zwischen 9,8° C und 12,6° C wurden für Luft mehrere Fallzeiten bestimmt. Die Werte liegen zwischen 153,8 Sekunden bei der niedrigsten und 155,2 Sekunden bei der höchsten Temperatur; zwischenliegende Werte wurden interpoliert für den Vergleich mit den Fallzeiten in den seltenen Gasen.

Versuchsergebnisse.

Im folgenden sind die Versuchsergebnisse für die verschiedenen Gase angeführt:

1. Helium. — Das verwendete Gas stammte von jenem, von H. E. Watson sorgfältig gereinigtem Helium her, das Mr. Cuthbertson bei seinen ganz kürzlich ausgeführten Bestimmungen der Refraktion und Dispersion benutzt hatte. Die Verunreinigungen werden wahrscheinlich $^1/_8$ Prozent nicht übersteigen.

Temperatur 9,8° C.

Fallzeit in Sekunden

von y nach z	von z nach y
165,5	166,5
164,9	166,0
165,7	166,1
Mittel 165,4	166,2

Gemeinsames Mittel 165,8 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 9,8° C = 153,8 Sekunden

Angenäherter Wert von $\frac{\eta_{He}}{\eta_{Luft}} = \frac{165,8}{153,8} = 1,078$.
Wegen der verschiedenen Gleitungskoeffizienten korrigiert:

$$\text{bei } 9,8^0\,C \quad \frac{\eta_{He}}{\eta_{Luft}} = 1,086.$$

Dieses Verhältnis ist schon von zwei andern Forschern bestimmt worden, von Lord Rayleigh[1]) und von H. Schultze[2]). Der erstere fand die Zahl 0,96; doch war dies kurz nach der Entdeckung des Heliums und die Wahrscheinlichkeit einer Verunreinigung war damals viel größer als jetzt. Der Wert, den Schultze erhielt, ist genau derselbe wie der meinige, nämlich 1,086. Allerdings ist er bei 15°C bestimmt, aber die Temperaturkoeffizienten von Helium und Luft sind so wenig verschieden, daß das Verhältnis $\frac{\eta_{He}}{\eta_{Luft}}$ praktisch gleich bleibt bei geringen Temperaturunterschieden. Folglich stimmen die zwei Beobachtungen fast genau überein.

2. Neon. Auch das hier verwendete Neon war von Mr. Watson gereinigt. Es zeigte in auffälliger Weise die von Prof. Collie beobachtete merkwürdige Eigenschaft hell aufzuleuchten, wenn es mit bewegtem Quecksilber in Berührung kommt. Beim Füllen sowohl als beim Entleeren des Apparates war sogar bei hellem Tageslicht das rote Aufblitzen sichtbar. Prof. Collie teilte mir mit, daß dies nur dann auftritt, wenn das Neon fast gar keine Verunreinigungen enthält. Die benutzte Probe war wahrscheinlich das reinste Neon, das bis jetzt hergestellt worden ist.

Temperatur 10,1°C.

Fallzeit in Sekunden	
von y nach z	von z nach y
262,8	265,1
263,4	264,8
263,7	264,1
Mittel 263,3	264,7

Gesamtmittel = 264,0 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 10,1°C = 154,0.
Angenäherter Wert von $\frac{\eta_{Ne}}{\eta_{Luft}} = \frac{264,0}{154,0} = 1,714$.
Korrigiert in Anbetracht der Gleichungskoeffizienten:

$$\text{bei } 10,1^0\,C \quad \frac{\eta_{Ne}}{\eta_{Luft}} = 1,721.$$

Hier ist kein Vergleich möglich, weil dieser Wert bis jetzt noch nicht bestimmt worden ist. Es mag darauf aufmerksam gemacht werden, daß Neon bei Zimmertemperatur eine viel größere Viskosität hat als alle andern bis jetzt untersuchten Gase. Vielleicht hängt damit die oben erwähnte merkwürdige Eigenschaft des Neons zusammen.

3. Argon. Auch diese Probe stammt von einem Gase her, das Mr. Cuthbertson bei seinen optischen Messungen benutzte, deren Resultate auf große Reinheit des Gases deuten.

Temperatur 12,3°C.

Fallzeit in Sekunden	
von y nach z	von z nach y
189,1	190,1
188,6	189,6
188,8	189,9
Mittel 188,8	189,9

Gesamtmittel = 189,4 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 12,3°C = 155,1 Sekunden.
Angenäherter Wert für $\frac{\eta_A}{\eta_{Luft}} = \frac{189,4}{155,1} = 1,221$.

Da die mittlere freie Weglänge für Luft und Argon fast die gleiche ist, kann man die Korrektur wegen der Gleitungskoeffizienten vernachlässigen. Es ist also

$$\text{bei } 12,3^0\,C \quad \frac{\eta_A}{\eta_{Luft}} = 1,221.$$

Hier kann wieder der Vergleich angestellt werden mit den von Rayleigh[1]) und Schultze[2]) erhaltenen Werten. Der erstere fand die Zahl 1,21 für obiges Verhältnis, der letztere 1,220 bei 15°C. Was oben im Falle des Heliums über die Temperaturkoeffizienten gesagt wurde, gilt auch hier, und die Übereinstimmung mit dem Schultzeschen Wert ist wieder eine vollkommene.

Krypton und Xenon. Diese Gase waren von Prof. Moore gereinigt worden zum Zwecke einer genauen Dichtebestimmung und sie sind wahrscheinlich die reinsten existierenden Proben.

4. Krypton. Temperatur 10,6°C.

Fallzeit in Sekunden	
von y nach z	von z nach y
210,4	211,1
210,4	210,7
210,0	210,8
Mittel 210,3	210,9

Gesamtmittel = 210,6 Sekunden.
Fallzeit für Luft bei 10,6°C = 154,6 Sekunden.
Angenäherter Wert von $\frac{\eta_{Kr}}{\eta_{Luft}} = \frac{210,6}{154,6} = 1,362$.
Korrigiert wegen Gleitungskoeffizienten:

$$\text{bei } 10,6^0\,C \quad \frac{\eta_{Kr}}{\eta_{Luft}} = 1,361.$$

1) Rayleigh, Roy. Soc. Proc. **59**, 198—208, Januar 1896.
2) Schultze, Ann. d. Phys. (4) **6**, 302, 1901.

1) Rayleigh, Roy. Soc. Proc. **59**, 198—298, Januar 1896.
2) Schultze, Ann. d. Phys. (4) **5**, 140, 1901.

5. Xenon. Temperatur 10,9° C.

Fallzeit in Sekunden	
von y nach s	von s nach y
190,9	191,7
190,2	191,4
190,4	191,8
Mittel 190,5	191,6

Gesamtmittel = 191,1 Sekunden.

Fallzeit für Luft bei 10,9° C = 154,7 Sekunden.

Angenäherter Wert von $\frac{\eta_X}{\eta_{\text{Luft}}} = \frac{191,1}{154,7} = 1,236$.

Korrigiert wegen der Gleitungskoeffizienten:

bei 10,9° C $\frac{\eta_X}{\eta_{\text{Luft}}} = 1,234$.

Da dies die ersten Viskositätsbestimmungen für Krypton und Xenon sind, kann kein Vergleich gezogen werden.

Diskussion der Ergebnisse.

Im folgenden sind die Werte des Verhältnisses $\frac{\eta}{\eta_{\text{Luft}}}$ für die fünf Gase zusammengestellt:

Gas	$\frac{\eta}{\eta_{\text{Luft}}}$
Helium . . .	1,086
Neon	1,721
Argon	1,221
Krypton . . .	1,361
Xenon	1,234

Die nächste Tabelle gibt die absoluten Werte der Viskosität in C.G.S.-Einheiten mit Zugrundelegung der absoluten Werte für Luft, welche der Autor in seiner früheren Arbeit untersucht hat.

Gas	Temperatur ° C	Viskosität $\times 10^4$
Luft	10,6	1,767
Helium . .	9,8	1,914
Neon . . .	10,1	3,036
Argon . .	12,3	2,168
Krypton .	10,6	2,405
Xenon . .	10,9	2,180

Man bemerkt sofort, daß in dieser Gruppe von Gasen weder ein regelmäßiges Wachsen noch eine regelmäßige Abnahme mit Steigen des Atomgewichtes auftritt. Mit wachsendem Atomgewicht nimmt die Viskosität um allmählich kleiner werdende Beträge abwechselnd zu und ab. Es ist schwer, dafür einen Grund anzugeben. Doch kann die theoretische Gastheorie einige Aufschlüsse erteilen, die auf alle Fälle einen Anhaltspunkt geben. Zweifellos ist bei den einatomigen Gasen die Annahme kugelförmiger Moleküle mehr gerechtfertigt als bei irgendwelchen anderen Stoffen. Außerdem kann man erwarten, daß bei einer Reihe von Gasen, welche in dem periodischen System eine Gruppe für sich ausmachen, eher einfache Beziehungen auftreten werden, als bei Gasen, welche aufs Geratewohl den verschiedenen Gruppen entnommen sind. Es ist bekannt, daß aus der Viskosität die mittlere freie Weglänge für ein Gas berechnet werden kann, und aus dieser schätzungsweise Radius und Volumen der Moleküle. Im folgenden sind keine absoluten Werte gegeben, aber die mittlere freie Weglänge und die molekularen Dimensionen der verschiedenen Gase sind mit den entsprechenden Größen für Helium verglichen worden. Wenn λ_1 und λ_2 die mittleren freien Weglängen für zwei Gase bei gleichem Druck und Temperatur sind, so ist, wie schon früher angegeben,

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\eta_1}{\eta_2}\sqrt{\frac{\varrho_2}{\varrho_1}}. \qquad (6)$$

ϱ_1 und ϱ_2 sind dabei die Dichten der Gase unter gleichen Verhältnissen. Es wurde ferner gezeigt, daß zwischen λ und dem Molekülradius s vermutlich die folgende Beziehung besteht:

$$\lambda^{-1} = \sqrt{2}\, N \pi s^2, \qquad (7)$$

wobei N die Anzahl der Moleküle pro Volumeinheit bedeutet.

Für zwei Gase unter denselben Verhältnissen hat N denselben Wert, daher

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{s_2^2}{s_1^2}. \qquad (8)$$

Das heißt: die freien Weglängen hängen nur von den Dimensionen der Moleküle ab. Andrerseits hängt die Viskosität auch von der Masse der Moleküle ab, wie aus der Kombination von Gleichung (6) und (8) hervorgeht. Die letztere Gleichung ermöglicht einen Vergleich der Molekülradien und Volumina, denn es ist

$$\frac{s_2}{s_1} = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \quad \text{und} \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{s_2^3}{s_1^3} = \sqrt{\frac{\lambda_1^3}{\lambda_2^3}};$$

zur Berechnung von $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ wird Gleichung (6) verwendet.

In der folgenden Tabelle sind alle Größen auf Helium bezogen; es ist das Atomgewicht von Helium gleich 1 gesetzt und die Werte für die andern Gase sind danach umgerechnet. Die letzte Spalte zeigt das Verhältnis Atomgewicht zu Atomvolumen, was ein Maß gibt für die Atomdichte bei Vernachlässigung der Atomzwischenräume.

In Fig. 3 und 4 sind die Beziehungen zwischen Viskosität und Atomgewicht und zwischen mittlerer freier Weglänge und Atomgewicht graphisch dargestellt. Es ist auffallend, daß die mittlere freie Weglänge mit steigendem Atomgewicht stetig abnimmt, während die Viskosität abwechselnd größer

Gas	Relatives Atomgewicht	Viskosität	Mittlere freie Weglänge	Molekülradius[1]	Molekülvolumen	Atomdichte
He	1,00	1,000	1,000	1,00	1,00	1,00
Ne	5,06	1,585	0,704	1,19	1,69	2,99
A	10,08	1,124	0,354	1,68	4.74	2,12
Kr	20,96	1,253	0,274	1,91	6,98	3,00
X	33,01	1,136	0,198	2,25	11,37	2,90

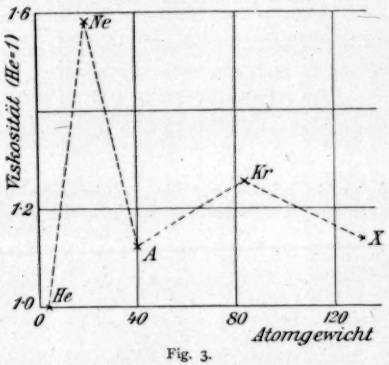


Fig. 3.

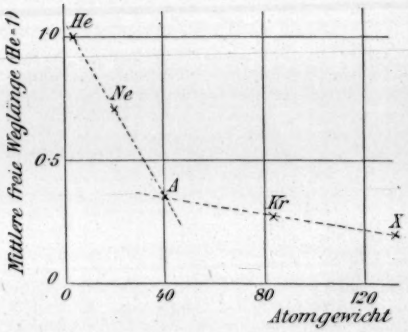


Fig. 4.

und kleiner wird. Ein weiterer noch bemerkenswerterer Punkt ist der, daß eine Gerade, die durch die Punkte *He* und *Ne* gezogen wird, die Gerade durch *Kr* und *X* fast genau im Punkte *A* schneidet, wie dies im Diagramm durch die gestrichelten Linien hervorgehoben ist. Der Autor hat hierfür keine Erklärung, doch ist es unverkennbar, daß eine einzelne einfache Kurve durch alle fünf Punkte nicht gezogen werden kann. Das wäre nur möglich mit Übergehung von Argon, wofür aber kein ausreichender Grund vorliegt.

Es ist vielleicht nicht zu verwundern, daß zwischen der mittleren freien Weglänge und dem Atomgewicht keine einfache Beziehung zu finden ist, denn vermutlich hängt die erstere nicht von der Masse des Atoms ab, sondern von seinen Dimensionen. Doch kann man, wie oben angegeben, die Atomdimensionen berechnen und den Einfluß des Atomgewichtes daraufhin untersuchen. Aus der obigen Tabelle sieht man, daß beides, Molekülradius und Molekülvolumen, mit steigendem Atomgewicht zunimmt, doch eine einfache Beziehung zwischen allen fünf Gasen konnte nicht entdeckt werden. Am besten sieht man das aus der letzten Spalte, die die wahre Atomdichte angibt. Immerhin ist es bemerkenswert, daß die Atomdichten von Neon, Krypton und Xenon praktisch gleich sind, d. h. es kann angenommen werden, daß die Atome dieser drei Gase aus demselben Urmaterial bestehen, und daß die Verschiedenheit ihrer Masse nur von der Verschiedenheit ihrer Volumina herrührt. Es ist ferner zu bemerken, daß von den drei erwähnten Atomen jedes fast genau dreimal so dicht ist wie das Heliumatom. Bei Argon ist die Atomdichte nicht genau ein Vielfaches; sie ist nicht weit von 2, aber der Unterschied ist doch viel zu groß, als daß er durch Beobachtungsfehler erklärt werden könnte.

Die obigen Ausführungen sind mit allem Vorbehalt wiedergegeben. Ihr Wert hängt vollkommen von der Gültigkeit der vereinfachten Form der kinetischen Gastheorie ab, wie sie auf diese Gase angewendet wurde. Höchstwahrscheinlich gibt letztere nur eine Annäherung an die wahren Verhältnisse, und mehr als eine Annäherung kann daher auch von den daraus gezogenen Schlüssen nicht erwartet werden.

Zum Schlusse möchte ich Sir William Ramsay meinen Dank aussprechen für die gütige Überlassung der Gasproben, Mr. Cuthbertson für seine guten Ratschläge in bezug auf ihre Behandlung und Prof. Trouton für das dauernde Interesse, das er diesen Versuchen entgegengebracht hat.

(Aus dem Englischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen 13. April 1910.)

1) Die Zahlen dieser Spalte sind auf Helium bezogen. Um die absoluten Werte der Radien zu erhalten, muß jede Zahl mit dem Faktor $1{,}68 \times 10^{-8}$ cm multipliziert werden. Doch gibt dies nur die Größenordnung, da der unsichere Wert der Molekülzahl pro ccm darin enthalten ist; dieser Wert wurde angenommen zu $2{,}8 \times 10^{19}$.

Die Verschiebung der Interferenzstreifen, aufgefaßt als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts.

Von K. Abels.

Die Lichtschwebungen und der Dopplereffekt für irdische Lichtquellen wurden schon seit langer Zeit theoretisch vorausgesagt, aber erst Righi, bzw. Belopolski, ist es gelungen, diese Erscheinungen experimentell nachzuweisen.

Indes gibt es eine Reihe von sehr lange und sehr gut bekannten Erscheinungen, die zugleich auf das Dopplersche Prinzip und die Lichtschwebungen zurückzuführen sind und dennoch meines Wissens noch nie als eine Folge derselben betrachtet worden sind.

Es sind dies die Verschiebungen der Interferenzstreifen, wie sie in den zahlreichen Lichtinterferenzanordnungen (Fresnels Spiegeln, Billetschen Halblinsen, Newtons Ringen usw.) durch die Bewegung eines Apparatenteiles (eines Spiegels, einer Halblinse usw.) hervorgerufen werden können.

Betrachten wir z. B. die Newtonschen Ringe im reflektierten Licht, d. h. eine Linse über eine Planplatte von oben von einer Lichtquelle (mit der Wellenlänge λ) beleuchtet. Es werde das obere Glas mit der Geschwindigkeit u von dem unteren gehoben. Die Lichtstärke in einem fixierten Punkte der Interferenzbildebene ändert sich periodisch, und zwar bekommt sie gleiche Werte, jedesmal, wenn die Linse um $\frac{\lambda}{2}$ gehoben wird: es entstehen daher in der Sekunde

$$n = \frac{u}{\lambda/2} \qquad (1)$$

Änderungen der Lichtstärke.

Das obere Glas nähert sich der Lichtquelle mit der Geschwindigkeit u; das von ihm reflektierte Licht erfährt nach dem Dopplerschen Prinzip eine Änderung der Wellenlänge (als käme es von einer mit der Geschwindigkeit $2u$ bewegten Lichtquelle). Und zwar ist die neue Wellenlänge

$$\lambda' = \lambda \frac{c}{c + 2u}$$

(c ist die Lichtgeschwindigkeit). Die neue Schwingungszahl

$$N' = \frac{c}{\lambda'} = \frac{c(c+2u)}{c\lambda} = N + \frac{2u}{\lambda}$$

$\left(N = \frac{c}{\lambda}\right)$.

Durch die Interferenz der beiden Strahlen müssen Schwebungen entstehen, deren Zahl gleich ist

$$n = N' - N = \frac{2u}{\lambda},$$

also genau wie in (1).

Die Schwankungen der Lichtstärke und die Verschiebung der Interferenzstreifen sind also nichts anderes als Lichtschwebungen infolge des Dopplereffekts.

Physikalisches Laboratorium des Donschen polytechnischen Instituts. Nowotscherkassk, Süd-Rußland.

(Eingegangen 1. April 1910.)

Apparat zur Bestimmung der Konstanten elektrischer Schwingungskreise (wie der Frequenz, Dämpfung usw.) mittels Nullmethoden.

Von L. Kann.

In der Praxis der drahtlosen Telegraphie erfolgt die Bestimmung der Wellenlänge, der Dämpfung und der übrigen Größen der elektrischen Schwingungskreise auf Grund der Theorie induktiv gekoppelter Kreise, wie sie unter bestimmten vereinfachenden Voraussetzungen von V. Bjerknes[1]) entwickelt worden ist.

Doch erst viel spätere Arbeiten, allen voran die M. Wiens[2]), legten die genauen Grenzen des Geltungsbereiches der Bjerknesschen Resultate fest und stellten die exakten Formeln für ein weit größeres Anwendungsgebiet auf.

Bei allen diesen Untersuchungen handelt es sich um die Auflösung der Differentialgleichungen der gekoppelten Schwingungskreise nach den Potentialen derselben — was im wesentlichen auf die Lösung einer Gleichung vierten Grades hinausläuft — und die Bestimmung der Konstanten der Kreise aus den entsprechenden Effekten.

Hingegen blieb die Anregung von R. Domalip und F. Koláček, diese Effekte ohne Lösung der biquadratischen Gleichung zu berechnen, lange unberücksichtigt, bis sie — wohl schon früher von der Braunschen Schule (Dieckmann, Papalexi und Mandelstam) aufgenommen — erst in der Arbeit B. Macků[3]) zur vollen Geltung kam, in der ausführlich alle für die Messung der Konstanten irgendwie in Betracht kommenden Effekte auf diese Weise berechnet und ihre Geltungsgrenzen und Fehler angegeben werden.

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908.
3) B. Macků, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **2**, 251, 1908.

Was nun vor allem die Messung der Wellenlänge des zu untersuchenden Schwingungskreises anbelangt, so kommt von diesen Ausdrücken für eine Nullmethode nur der der ponderomotorischen Wirkung der gekoppelten Kreise aufeinander proportionale: $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ in Frage; während nach der Bjerknesschen Resonanzmethode die Bestimmung aus dem Maximum des Stromeffekts im induzierten Kreise, also aus dem Maximum des Ausdrucks: $\int_0^\infty i_2^2 dt$ erfolgt.

Die Theorie ergibt nämlich, daß für zwei miteinander gekoppelte elektrische Schwingungskreise, deren jeweilige Stromstärken mit i_1 bzw. i_2 bezeichnet seien, $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ Null wird, wenn die beiden Kreise in Resonanz sind, in welchem Falle die Phasenverschiebung zwischen den beiden Strömen 90° beträgt. — Ein Maximum erreicht der Integralwert bei einer bestimmten Verstimmung, die unter gewissen Voraussetzungen in einfacher Weise von der Summe der Dämpfungen der gekoppelten Kreise abhängt; doch ist dies für den vorliegenden Zweck nicht weiter von Belang.

Die Größe dieses Integrals könnte direkt mittels eines nach Art der Dynamometer gebauten Instrumentes gemessen werden (wie auch von anderer Seite bereits vorgeschlagen wurde); sie läßt sich aber auch einfach durch eine Differenzmethode bestimmen, die allein die Anwendung eines sozusagen mechanisch-zwangläufigen Apparates ermöglicht und überdies auch noch die Dämpfung nach einer Nullmethode zu messen gestattet.

Die großen Vorteile solcher Nullmethoden, wie große Empfindlichkeit, Unabhängigkeit von Energieschwankungen usw., brauchen wohl nicht erst ausführlich angeführt zu werden.

Das Prinzip der Wellenlängenmessung nach dieser Methode läßt sich wohl am besten direkt an einer typischen Ausführungsform eines derartigen Apparates erläutern, die in Fig. 1 schematisch dargestellt ist.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus zwei gleich großen durch eine Kapillare k verbundenen Kugeln K_1 und K_2. In jeder dieser Kugeln befinden sich je zwei tunlichst genau abgeglichene Hitzdrähte h_1 und h'_1, h_2 und h'_2.

Eine Druckverschiedenheit der Gasfüllungen der beiden Kugeln wird durch den kurzen Alkoholindex a angezeigt. Zwischen die Schenkel der Kapillare (oder zwischen die Kugeln) ist noch zwecks Druckausgleichs ein durch den Hahn H absperrbares Verbindungsrohr eingesetzt.

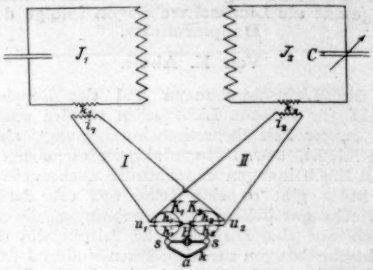


Fig. 1.

[Die Säckchen s haben die Aufgabe, bei zu starken Ausschlägen den Alkoholfaden aufzunehmen und so ein Verspritzen desselben zu verhüten.

Der Apparat kann noch empfindlicher gemacht werden durch Evakuieren desselben bis zu einem gewissen Grade, weil dadurch die zu erwärmende Gasmenge verringert wird, während die übrigen Verhältnisse dieselben bleiben. Zu diesem Zwecke erhält der Hahn H die in Fig. 2

Fig. 2.

im Schnitt dargestellte Form: Der Hahnkegel ist noch mit einer senkrecht in den querlaufenden Verbindungsgang v einmündenden Längsbohrung l versehen, die in den röhrenförmigen Ansatz r ausläuft, über den der zur Luftpumpe führende Gummischlauch geschoben wird.

Die größte Empfindlichkeit ergibt sich für eine bestimmte Dimensionierung und Anordnung aller Teile des Apparates: So sollen die Hitzdrähte möglichst tief in den Kugeln zu liegen kommen. Die Kugelform ist für die Gefäße die günstigste, weil sie bei einem gegebenen Volumen die kleinste strahlende Oberfläche hat. Die Ausstrahlung kann noch weiter verkleinert werden, wenn die Kugeln doppelwandig gemacht und innen versilbert werden nach Art der Dewarschen Flaschen.

Auch sollte eigentlich noch darauf Rücksicht genommen werden, daß — wie sich weiter unten ergibt — die gleiche Wärmemenge auf der einen Seite in einem, auf der anderen aber in zwei Hitzdrähten zur Entwicklung kommt und somit die Temperaturerhöhung und die strahlende Oberfläche der Drähte nicht die gleiche ist. Dem letzteren Umstande z. B. ließe sich

dadurch Rechnung tragen, daß der eine Draht bei gleichbleibendem Widerstand entsprechend länger und stärker gewählt würde. Es zeigt sich aber, daß sich diese Maßnahmen wohl immer erübrigen, da die erwähnten Faktoren sich offenbar geradezu kompensieren. Davon überzeugt man sich leicht etwa durch Beschicken mit Gleichstrom, indem man durch jeden der zwei nebeneinander zur Wirkung kommenden Hitzdrähte den Strom i (durch beide parallel geschaltet also den Strom $2i$) schickt, durch den einzelnen Draht aber den Strom $\sqrt{2}i$; wobei der Index keinen Ausschlag zeigen darf. Aus diesen Gründen ist auch eine tunlichst symmetrische Anordnung der Drähte, Zuleitungen etc. getroffen. U. dgl. m.]

I und II sind aperiodische Kreise, die so angeordnet sind, daß sie sich gegenseitig möglichst wenig beeinflussen. Ihre Wechselstromwiderstände sind sehr groß im Vergleich mit ihrem Ohmschen Widerstand und somit auch mit dem der Hitzdrähte.

In I wird vom zu untersuchenden Schwingungskreise J_1 der Strom i_1, in II von dem mit J_1 entsprechend gekoppelten Meßkreise J_2 der Strom i_2 induziert[1]).

Wie aus der Schaltung in der Fig. 1 ersichtlich, fließt durch h_2 der Strom i_1, durch h'_2 der Strom i_2 und durch h_1 der Strom $(i_1 + i_2)$; h'_1 führt in diesem Falle keinen Strom.

Sind die Hitzdrähte nun gut abgeglichen, so ist die der Gasmasse in K_2 zugeführte Wärmemenge in jedem Momente $pp \cdot (i_1' + i_2'')$, die in K_1 $pp \cdot (i_1 + i_2)^2$; die Differenz dieser Wärmemengen und die ihr entsprechende Druckdifferenz zwischen den beiden Kugeln demnach $pp \cdot [(i_1 + i_2)^2 - (i_1'^2 + i_2''^2)]$, also $pp \cdot i_1 i_2$. Und dieser Größe entspricht auch der Ausschlag des Index a.

Wird nun der variable Kondensator C (Drehkondensator) des Meßkreises so eingestellt, daß der Ausschlag Null wird, so gibt nunmehr die bekannte Wellenlänge des Meßkreises die des zu untersuchenden Stromkreises J_1.

(Die Summe der Dämpfungen beider Kreise ergäbe sich — wie schon eingangs erwähnt — unter gewissen Voraussetzungen in einfacher Beziehung aus der Verstimmung des Meßkreises gegen die Resonanzlage, für welche der Ausschlag sein Maximum hat.)

In der gleichen Schaltung erfolgt die Bestimmung der anderen Größen elektrischer Schwingungskreise, wie Selbstinduktion und Kapazität, und zwar mit außerordentlich großer Genauigkeit — eine Folge der ganz besonders raschen Änderung der Größe des Ausdrucks $\int_0^\infty i_1 i_2 dt$ bei kleinen Verstimmungen aus der Resonanzlage[1]) im Zusammenwirken mit den oben erwähnten Vorteilen der Nullmethode.

Die zu messende Selbstinduktion z. B. bildet mit einer bekannten Kapazität den Schwingungskreis J_1. Der mit diesem gekoppelte Meßkreis J_2 (Wellenmesser) wird nun (in der Regel) durch Veränderung seiner Kapazität so eingestellt, daß der Ausschlag des Index a Null wird; d. h. die beiden Kreise werden in Resonanz gebracht. Aus der Wellenlänge des Wellenmesserkreises ergibt sich dann ohne weiteres die Größe der zu messenden Selbstinduktion. In ähnlicher Weise werden Kapazitäten bestimmt.

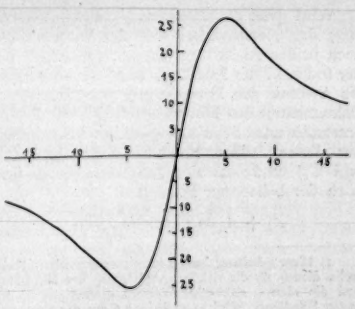
Um auch die Messung der Dämpfung mittels Nullmethode durchzuführen, wird — nachdem die beiden Kreise in Resonanz gebracht

1) Hierbei sind die Kopplungen k_1, k_2 naturgemäß so lose zu wählen, wie es die Rücksicht auf einen günstigen Ausschlag des Index zuläßt. Die Größe der Kopplung selbst kommt dabei nicht weiter in Betracht, da sie nur auf den absoluten Wert der Ausschläge von Einfluß ist, nicht aber auf den relativen, auf den allein es hier ankommt.

Bei einer Veränderung dieser Kopplungen dürfen sich also die Kondensatorstellungen C nicht ändern, für welche der Ausschlag des Index seinen Nullwert oder seine Extremwerte erreicht, solange die Kopplung unterhalb der Größe bleibt, bei der sie schon die Konstanten der Schwingungskreise beeinflußt.

Daher wird der Wellenmesserkreis J_2 am besten schon in fixer Kopplung mit dem aperiodischen Kreise II geeicht.

1) Dies zeigt deutlich die nachstehende Kurve, in der als Abszissen die Werte des Ausdrucks: $100 \frac{C - C_r}{C_r}$ für die verschiedenen Kondensatorstellungen (C), also die Verstimmungen des Meßkreises durch Veränderung der Kapazität in Prozenten des Resonanzwertes, und als Ordinaten die zugehörigen Ausschläge des Instrumentes aufgetragen sind.



Sie wurde aufgenommen bei einer Anordnung von ungefähr folgenden Dimensionen: Wellenlänge = 800 m, Resonanz-Kapazität des Meßkreises C = 2600 cm, Summe der logarithmischen Dekremente beider Schwingungskreise = 0,130.

worden sind — durch einfaches Umlegen eines doppelpoligen Schalters der Apparat entsprechend Fig. 3 geschaltet.

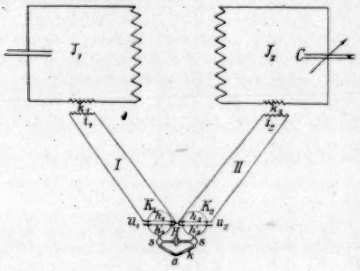


Fig. 3.

Jetzt fließt i_1 nur durch h_1 und i_2 nur durch h_2; h_1' und h_2' führen keinen Strom. Die natürlich sehr losen Kopplungen k_1 und k_2 werden so reguliert, daß der Index keinen Ausschlag zeigt, also die Stromeffekte auf beiden Seiten gleich sind[1]).

Es soll nun die Dämpfung bestimmt werden aus der Halbierung des Stromeffektes i_2 durch Verstimmung des Meßkreises J_2.

Zu diesem Zweck wird vorerst der Stromeffekt i_1 in K_1 auf den halben Wert gebracht, indem die Unterbrechungsstelle u_1 durch einen Stöpsel oder Schalter kurz geschlossen wird. Dadurch verteilt sich nämlich i_1 auf h_1 und h_1'; und die in K_1 entwickelte Wärmemenge sinkt auf die Hälfte, denn sie ist nunmehr $pp \cdot \left[\left(\frac{i_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{i_1}{2}\right)^2\right]$, also $pp \cdot \frac{i_1^2}{2}$.

Wird jetzt der Meßkreis J_2 durch Verstellung des Kondensators aus der Resonanzlage nach beiden Richtungen so weit verstimmt, bis der Index in der Null-Lage steht, so ergibt sich die Summe der Dämpfungen (logarithmischen Dekremente) des Meßkreises (Λ_1) und des zu untersuchenden Schwingungskreises (Λ_2) einfach aus diesen beiden Kondensatorstellungen (C_1 und C_2) und aus der Resonanzstellung (C_r) nach der bekannten Formel:

$$\Lambda_1 + \Lambda_2 = 1 \cdot 57 \frac{C_1 - C_2}{C_r}.$$

Hieraus ergibt sich meist sofort Λ_1, die Dämpfung des zu untersuchenden Kreises; da Λ_2, die Dämpfung des Meßkreises, wohl in der Regel bekannt ist. Ist dies nicht der Fall, so wird Λ_2 — bei genügend größerem Λ_1 — leicht bestimmt, indem C in der Resonanzlage belassen und die Halbierung des Stromeffektes i_2 dadurch bewirkt wird, daß man in J_2 so viel induktionsfreien Widerstand (w_0) einschaltet, bis der Index a auf Null zu stehen kommt. Dann ist meist genügend genau $\Lambda_2 = \frac{w_0 C}{150\,\lambda}$; wo w_0 den Halbierungswiderstand (in Ohm), C die Kapazität (in Zentimetern) und λ die Wellenlänge (in Metern) des Meßkreises J_2 bedeutet.

In gleicher Weise geschieht die Messung der Dämpfung von Isoliermaterialien für Spulen, Kondensatoren u. dgl., indem dieselben in entsprechender Form in den Kreis J_2 eingebracht werden. J_1 ist dann am besten ein reiner Stoßkreis.

(Natürlich kann auch durch Veränderung der Konstanten des Kreises I, wie Einschalten von Widerstand, Nebenschluß oder dgl., die Erwärmung in K_1 auf einen bestimmten anderen Bruchteil des ursprünglichen gebracht werden. Dieser gibt dann — bei Null-Lage des Index — das Maß für den gleichen Effekt, der in II durch eine entsprechende Verstimmung des Meßkreises J_2 erzielt wird. Auch könnten auf diese Weise beliebig viele Punkte der Resonanzkurve festgelegt werden.)

Selbstverständlich kann die Erwärmung der Hitzdrähte — statt durch die Differenz der Temperaturerhöhung der Gasmassen in K_1 und K_2 den Flüssigkeitsindex zu betätigen — auch

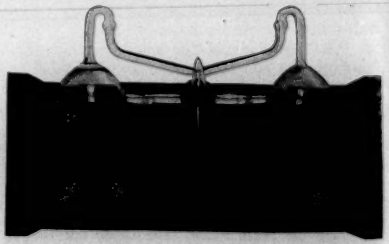


Fig. 4 (ca. 1/3 natürl. Größe).

durch ihre Verlängerung (wie bei Hitzdrahtinstrumenten) in Differentialschaltung an einem Zeiger zur Wirkung kommen; und ähnliches mehr.

Die Photographien (Fig. 4 und Fig. 5 und 6) zeigen zwei Ausführungsformen des beschriebenen

1) Diese Schaltung kann auch zu einer gewissen Kontrolle dienen für die richtige Abgleichung der Hitzdrähte und die hiervon abhängige Wellenlängenmessung in der ersten Schaltung. Wird nämlich jetzt C aus der Resonanzlage, wie wir angenommen haben, nach beiden Richtungen verstellt, so darf der Index a aus der Null-Lage nur nach einer Seite, und zwar im gezeichneten Falle nach rechts, ausschlagen, weil ja in beiden Fällen der Stromeffekt i_2 durch Verstimmung verringert wird, wenn wirklich C ursprünglich in Resonanzstellung war.

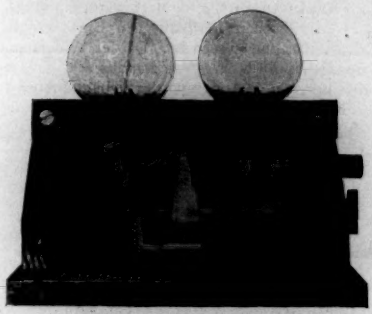


Fig. 5 (ca. ½ natürl. Größe).

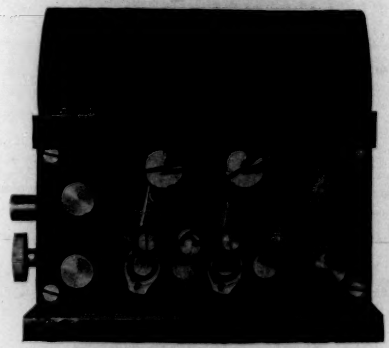


Fig. 6 (ca. ½ natürl. Größe).

Instrumentes. Die in Fig. 5 und 6 dargestellte ist bis auf die Kapillare vollständig eingeschlossen. Fig. 5 zeigt sie von vorne ohne Schutzkappe, Fig. 6 von rückwärts mit dem doppelpoligen Umschalter und aufgesetzter Kappe. Sie hat an Stelle des Ausgleichsrohres mit Hahn ein kurzes Stück Gummischlauch, das durch eine quetschhahnähnliche Vorrichtung bedient wird, die von außen zu betätigen ist. Oberhalb des zu diesem Zwecke dienenden Schlüssels mit randriertem Kopfe ragt der Kurzschlußstöpsel für die Unterbrechungsstelle u_1 aus dem Kästchen heraus. Um den Index projizieren zu können, ist der Boden mit einem kreisförmigen Ausschnitt versehen.

Der Apparat ist auch in manch anderer Beziehung ein für verschiedene Demonstrationen und Messungen aus dem Gebiet der Elektrizität und Wärme recht gut brauchbares einfaches Universalinstrument.

Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin.

(Eingegangen 24. Februar 1910.)

Die Erzeugung von Gleichstrom durch eine sinusförmige elektromotorische Kraft in einem Kreis mit veränderlichem Widerstand.

Von Karl Lichtenecker.

In seiner Arbeit: „Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte“[1]) weist J. v. Geitler darauf hin, daß bei variablem Widerstand eine reinperiodische E.M.K. im allgemeinen eine Gleichstromkomponente hervorruft. Das gleiche sagt indirekt ein allgemeiner Satz aus, den H. Barkhausen seiner Abhandlung „Das Problem der Schwingungserzeugung“[2]) voranstellt: „Eine reine Wechselspannung, für die $\int_0^T e dt = 0$ gilt, kann nur einen reinen Wechselstrom hervorrufen, immer konstante Wechselwiderstände vorausgesetzt“.

Die Größe dieser Gleichstromkomponente zu ermitteln, ist meines Wissens noch nicht versucht worden. Rubens[3]), der den veränderlichen Ohmschen Widerstand des Mikrophonkontaktes zu einer teilweisen Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom verwendet, beschränkt sich bezüglich der theoretischen Seite der Frage auf die Bemerkung: „Man beobachtet am Galvanometer einen konstanten Ausschlag. Daß dieser im günstigsten Falle der halben mittleren Stromintensität (des Wechselstroms) entsprechen kann, bedarf keiner Erörterung“.

Der Verfasser stellte sich die Aufgabe, die Größe der Gleichstromkomponente für sinusförmige E.M.K. wirklich zu berechnen und damit das Problem der experimentellen Nachprüfung zugänglich zu machen. Entsprechend der Möglichkeit, eine beliebige reinperiodische E.M.K. als Übereinanderlagerung sinusförmiger E.M.K. aufzufassen, sind die Ergebnisse dieser Untersuchung auch auf den allgemeinen Fall anwendbar. Die bisher beobachteten, hierher gehörigen Erscheinungen lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen: Änderung des Widerstandes

1) Verhandl. d. D. Phys. Ges. 11, 443, 1909.
2) Leipzig, Verl. S. Hirzel, 1907.
3) Wied. Ann. 37, 522, 1889.

1. durch mechanische Einwirkung (z. B. an einem Mikrophonkontakt[1])),
2. bei der selbständigen Entladung (Lichtbogen[2]), Funke[3])),
3. beim Stromdurchgang durch Elektrolyte (Aluminiumzelle[4])).

Eine E.M.K.

$$E = E_0 \sin \alpha t$$

sei einem Kreise aufgeprägt, dessen Ohmscher Widerstand im gleichen Takte mit der elektromotorischen Kraft schwankt nach der Gleichung:

$$w = w_0 (1 + \vartheta \sin \alpha t).$$

Eine Widerstandsänderung dieser Form findet nach Barkhausen[5]) z. B. statt, wenn ein Mikrophon periodischen mechanischen Einwirkungen (Schallwellen) ausgesetzt ist. Da der Widerstand wesentlich positiv ist, gilt jedenfalls $\vartheta < 1$. Die dabei auftretende Änderung der Selbstinduktion L des Kreises sei zu vernachlässigen.

Der im Kreise entstehende Strom i ist gegeben durch

$$E = iw + L\frac{di}{dt}.$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung hat die Form:

$$i = \text{const}\, e^{-\frac{w_0}{La}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} + \frac{E_0}{La} e^{-\frac{w_0}{La}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} \int e^{\frac{w_0}{La}\int (1+\vartheta \sin \alpha t)\, d\alpha t} \sin \alpha t\, d\alpha t$$

oder, wenn $\alpha t = x$ und $\frac{w_0}{La} = k$ gesetzt wird,

$$i = \text{const}\, e^{-k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} + \frac{E_0}{La} e^{-k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} \int e^{k\int (1+\vartheta \sin x)\, dx} \sin x\, dx.$$

Sieht man von dem ersten, mit der Zeit abklingenden Gliede ab, das für diese Betrachtung ohne Bedeutung ist, so erhält man:

$$i = \frac{E_0}{La} e^{-kx + k\vartheta \cos x} \int e^{kx - k\vartheta \cos x} \sin x\, dx$$

oder, wenn man vor und unter dem Integral $e^{+k\vartheta \cos x}$ in eine Reihe entwickelt

$$i = \frac{E_0}{La} e^{-kx}\left[1 + \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x + \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x + \cdots\right] \int e^{kx}\left[1 - \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x - \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x + \cdots\right] \sin x\, dx.$$

Wenn man die rückläufige Beziehung beachtet

$$\int e^{kx} \cos^m x \sin x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2 + (m+1)^2}\left[-(m+1)\cos^{m+1} x + k \cos^m x \sin x + m \cos^{m-1} x\right] + \frac{m(m-1)}{k^2 + (m+1)^2} \int e^{kx} \cos^{m-2} x \sin x\, dx,$$

so lauten die Glieder der integrierten Reihe

$$\int e^{kx} \sin x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2+1}\left[-\cos x + k \sin x\right]$$

$$-\frac{k\vartheta}{1!}\int e^{kx} \cos x \sin x\, dx = -\frac{k\vartheta}{1!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+4}\left[-2\cos^2 x + k \cos x \sin x + 1\right]$$

$$+\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\int e^{kx} \cos^2 x \sin x\, dx = +\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+9}\left[-3\cos^3 x + k \cos^2 x \sin x + 2\cos x + \frac{2}{k^2+1}(-\cos x + k \sin x)\right]$$

$$-\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\int e^{kx} \cos^3 x \sin x\, dx = -\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cdot\frac{e^{kx}}{k^2+16}\left[-4\cos^4 x + k \cos^3 x \sin x + 3\cos^2 x + \frac{6}{k^2+4}(-2\cos^2 x + k \cos x \sin x + 1)\right]$$

usw.

Wenn man die beiden Reihen miteinander multipliziert, nach Potenzen von $k\vartheta$ ordnet und e^{-kx} gegen e^{+kx} kürzt, erhält man

$$i = \frac{E_0}{La}\left[a_0 + k\vartheta a_1 + k^2\vartheta^2 a_2 + k^3\vartheta^3 a_3 + \cdots\right],$$

wobei

1) Rubens, Wied. Ann. **37**, 522, 1889; v. Ubisch, Ber. d. D. Phys. Ges. **9**, 61, 1907. — 2) Sahulka, E.T.Z. **29**, 949, 1036, 1908; Cooper Hewitt, E.T.Z. **28**, 543, 733, 1907. — 3) v. Geitler, Ber. d. D. Phys. Ges. **11**, 443, 1909. — 4) L. Graetz, Wied. Ann. **62**, 323, 1897; Pollak, C. R. **124**, 1443, 1897. — 5) A. a. O. S. 17.

$$a_0 = \frac{1}{k^2+1}\cdot\left[-\cos x + k\sin x\right]$$

$$a_1 = -\frac{1}{k^2+4}\left[-2\cos^2 x + k\sin x\cos x + 1\right] + \frac{1}{k^2+1}\left[-\cos^2 x + k\cos x\sin x\right]$$

$$a_2 = +\frac{1}{2(k^2+9)}\left[-3\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x + 2\cos x + \frac{2}{k^2+1}(-\cos x + k\sin x)\right] - \frac{1}{k^2+4}\left[-2\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x + \cos x\right] + \frac{1}{2(k^2+1)}\left[-\cos^3 x + k\cos^2 x\sin x\right]$$

$$a_3 = -\frac{1}{6(k^2+16)}\left[-4\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + 3\cos^2 x + \frac{6}{k^2+4}(-2\cos^2 x + k\cos x\sin x + 1)\right] + \frac{1}{2(k^2+9)}\left[-3\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + 2\cos^2 x + \frac{2}{k^2+1}(-\cos^2 x + k\cos x\sin x)\right] - \frac{1}{2(k^2+4)}\left[-2\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x + \cos^2 x\right] + \frac{1}{6(k^2+1)}\left[-\cos^4 x + k\cos^3 x\sin x\right]$$

Die Koeffizienten der Gleichstromkomponente J sind gegeben durch

$$A_n = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} a_n\,dx;$$

man erhält

$$A_0 = 0$$

$$A_1 = -\frac{1}{2(k^2+1)}$$

$$A_2 = 0$$

$$A_3 = -\frac{3}{8(k^2+1)(k^2+4)}$$

$$A_4 = 0$$

$$A_5 = -\frac{5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)}$$

Die Gleichstromkomponente ist daher

$$J = -\frac{E_0}{L\alpha}\left[\frac{k\vartheta}{2(k^2+1)} + \frac{3k^3\vartheta^3}{8(k^2+1)(k^2+4)} + \frac{5k^5\vartheta^5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)} + \cdots\right]$$

oder, wenn man wieder $k = \frac{w_0}{L\alpha}$ einsetzt:

$$J = -\frac{E_0}{w_0}\left[\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{8\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{5\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{L\alpha}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots\right] \quad (1)$$

Der Gleichstrom J ist in diesem Falle negativ, was sich schon daraus ergibt, daß, solange die E.M.K. positiv ist, der Widerstand größer ist als sein Mittelwert und umgekehrt. Für $\vartheta = 0$, also für konstanten Widerstand erhält man $J = 0$; d. h. bei konstantem Widerstand tritt eine Gleichstromkomponente nicht auf.

Für einen besonderen Fall läßt sich das Ergebnis auf einfache Weise verifizieren. Ist $L = 0$, der Leiter also selbstinduktionsfrei, so hat man

$$E = iw$$

$$E_0\sin\alpha t = iw_0(1+\vartheta\sin\alpha t)$$

$$i = \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{\sin\alpha t}{1+\vartheta\sin\alpha t}.$$

Die Gleichstromkomponente wird in diesem Falle

$$J = \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{\sin x}{1+\vartheta\sin x}\,dx$$

$$= \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{\vartheta}\left[\int_0^{2\pi}dx - \int_0^{2\pi}\frac{1}{1+\vartheta\sin x}\,dx\right]$$

$$= \frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{\vartheta}\left[\int_0^{2\pi}dx - \int_0^{2\pi}dx - \vartheta\int_0^{2\pi}\sin x\,dx - \vartheta^2\int_0^{2\pi}\sin^2 x\,dx - \vartheta^3\int_0^{2\pi}\sin^3 x\,dx - \cdots\right]$$

$$= -\frac{E_0}{w_0}\cdot\left[\frac{\vartheta}{2} + \frac{3\vartheta^3}{8} + \frac{5\vartheta^5}{16} + \cdots\right] \quad (2)$$

Wie man sieht, geht Gleichung (1) für $L = 0$ in Gleichung (2) über.

Für $L = 0$ läßt sich die Gleichstromkomponente J auch in geschlossener Form angeben.

$$\int \frac{\sin x\, dx}{1 + \vartheta \sin x} = \frac{2}{\vartheta}\left[\frac{x}{2} - \frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg}\frac{x}{2} + \vartheta}{\sqrt{1-\vartheta^2}}\right];$$

daraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} J &= \frac{E_0}{w_0} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2}{\vartheta}\left[\pi - \frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}}\,\pi\right] \\ &= -\frac{E_0}{w_0} \cdot \frac{1}{\vartheta}\left[\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}} - 1\right] \cdots\cdots \end{aligned}\right\} \quad (2a)$$

Die Entwicklung von $\frac{1}{\sqrt{1-\vartheta^2}}$ in eine Reihe zeigt die Übereinstimmung der Gleichung (2a) mit Gleichung (2).

Besteht zwischen der E.M.K. und der Widerstandsänderung eine Phasendifferenz π, so wird

$$\begin{aligned} w &= w_0 (1 + \vartheta \sin (at + \pi) \\ &= w_0 (1 - \vartheta \sin at), \end{aligned}$$

d. h. es ist ϑ mit $-\vartheta$ zu vertauschen; der Strom ist von gleicher Größe wie bei Phasengleichheit und hat die entgegengesetzte Richtung.

Eilt die E.M.K. der Widerstandsänderung um $\frac{\pi}{2}$ in der Phase voraus, so hat man

$$E = E_0 \cos at \qquad w = w_0 (1 + \vartheta \sin at).$$

Das Integral der Differentialgleichung zur Berechnung der Stromstärke i' lautet jetzt (unter Weglassung des mit der Zeit abklingenden Gliedes)

$$i' = \frac{E_0}{La} e^{-kx + k\vartheta \cos x} \int e^{kx - k\vartheta \cos x} \cos x\, dx$$

oder entwickelt

$$\begin{aligned} i' = \frac{E_0}{La} e^{-kx} &\left[1 + \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x + \right. \\ &+ \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x + \cdots\Big] \cdot \int e^{kx}\left[1 - \frac{k\vartheta}{1!}\cos x + \right. \\ &\left. + \frac{k^2\vartheta^2}{2!}\cos^2 x - \frac{k^3\vartheta^3}{3!}\cos^3 x \quad \cdots\right] \cos x\, dx. \end{aligned}$$

In diesem Falle liefert die rückläufige Beziehung

$$\int e^{kx} \cos^m x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2 + m^2}(m \cos^{m-1} x \sin x + k \cos^m x) + \frac{m(m-1)}{k^2 + m^2} \int e^{kx} \cos^{m-2} x\, dx$$

die Glieder der integrierten Reihe:

$$\int e^{kx} \cos x\, dx = \frac{e^{kx}}{k^2 + 1}(\sin x + k \cos x)$$

$$-\frac{k\vartheta}{1!}\int e^{kx} \cos^2 x\, dx = -\frac{k\vartheta}{1!} \cdot \frac{e^{kx}}{k^2+4}\left(2 \cos x \sin x + k \cos^2 x + \frac{2}{k}\right)$$

$$+\frac{k^2\vartheta^2}{2!}\int e^{kx} \cos^3 x\, dx = \frac{k^2\vartheta^2}{2!} \cdot \frac{e^{kx}}{k^2+9}\left[3 \cos^2 x \sin x + k \cos^3 x + \frac{6}{k^2+1}(\sin x + k \cos x)\right]$$

$$-\frac{k^3\vartheta^3}{3!}\int e^{kx} \cos^4 x\, dx = -\frac{k^3\vartheta^3}{3!} \cdot \frac{e^{kx}}{k^2+16}\left[4 \cos^3 x \sin x + k \cos^4 x + \frac{12}{k^2+4}\left(2 \cos x \sin x + k \cos^2 x + \frac{2}{k}\right)\right]$$

usw.

Das Produkt der beiden Reihen hat, analog dem früheren, die Form

$$i' = \frac{E_0}{La}[a_0' + k\vartheta a_1 + k^2\vartheta^2 a_2' + k^3\vartheta^3 a_3' + \cdots]$$

Für die Koeffizienten a' ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$a_0' = +\frac{1}{k^2+1}(\sin x + k \cos x)$$

$$\begin{aligned} a_1' = &-\frac{1}{k^2+4}\left(2 \cos x \sin x + k \cos^2 x + \frac{2}{k}\right) \\ &+ \frac{1}{k^2+1}(\cos x \sin x + k \cos^2 x) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_2' = &\frac{1}{2(k^2+9)}\left[3 \cos^2 x \sin x + k \cos^3 x + \right. \\ &+ \frac{6}{k^2+1}(\sin x + k \cos x)\Big] \\ &- \frac{1}{k^2+4}\left[2 \cos^2 x \sin x + k \cos^3 x + \frac{2}{k}\cos x\right] \\ &+ \frac{1}{2(k^2+1)}[\cos^2 x \sin x + k \cos^3 x] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_3' = &-\frac{1}{6(k^2+16)}\left[4 \cos^3 x \sin x + k \cos^4 x + \right. \\ &+ \frac{12}{k^2+4}\left(2 \cos x \sin x + k \cos^2 x + \frac{2}{k}\right)\Big] \\ &+ \frac{1}{2(k^2+9)}\left[3 \cos^3 x \sin x + k \cos^4 x + \right. \\ &+ \frac{6}{k^2+1}(\cos x \sin x + k \cos^2 x)\Big] \\ &- \frac{1}{2(k^2+4)}\left[2 \cos^3 x \sin x + k \cos^4 x + \right. \\ &\left. + \frac{2}{k}\cos^2 x\right] \\ &+ \frac{1}{6(k^2+1)}[\cos^3 x \sin x + k \cos^4 x] \end{aligned}$$

— — — — — — — — — —

Bestimmt man hieraus die Koeffizienten der Gleichungskomponente J'

$$A_n' = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} a_n'\, dx,$$

so erhält man

$$A_0' = 0$$
$$A_1' = -\frac{1}{2k(k^2+1)}$$
$$A_2' = 0$$
$$A_3' = -\frac{3}{4k(k^2+1)(k^2+4)}$$
$$A_4' = 0$$
$$A_5' = -\frac{15}{16k(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)}$$

und daraus den Wert für die Gleichstromkomponente

$$J' = -\frac{E_0}{La}\left[\frac{\vartheta}{2(k^2+1)} + \frac{3\vartheta^3}{4(k^2+1)(k^2+4)} + \frac{15k^4\vartheta^5}{16(k^2+1)(k^2+4)(k^2+9)} + \cdots\right],$$

oder, wenn man noch $k = \frac{w_0}{La}$ einführt,

$$J' = -\frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{La}{w_0}\left[\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{4\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{15\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots\right] \quad (3)$$

Gleichung (3) zeigt, daß bei einer Phasendifferenz $\frac{\pi}{2}$ zwischen E.M.K. und Widerstandsänderung die Gleichstromkomponente im allgemeinen nicht gleich Null ist. Eilt nicht die E.M.K. der Widerstandsänderung, sondern umgekehrt die Widerstandsänderung der E.M.K. um $\frac{\pi}{2}$ in der Phase voraus, so erhält man wegen

$$E = -E_0\cos at \qquad w = w_0(1+\vartheta\sin at)$$

eine ebenso große Gleichstromkomponente in entgegengesetzter Richtung.

Null wird die Gleichstromkomponente bei einer Phasendifferenz $\pm\frac{\pi}{2}$ nur in dem besonderen Falle, wenn $L = 0$ wird. Zum gleichen Ergebnisse führt die direkte Betrachtung dieses Spezialfalles.

Für $L = 0$, $w = w_0(1+\vartheta\sin at)$ und

$$E = -E_0\cos at$$

erhält man

$$-E_0\cos at = i' w_0(1+\vartheta\sin at)$$
$$i' = -\frac{E_0\cos at}{w_0(1+\vartheta\sin at)}$$

und

$$J' = -\frac{E_0}{w_0}\cdot\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{d\sin at}{1+\vartheta\sin at} = 0 \quad (4)$$

Besteht zwischen der E.M.K. und der Widerstandsänderung eine beliebige Phasendifferenz ψ, so daß

$$E = E_0\sin(at+\psi) \qquad \text{(E.M.K. voreilend)}$$
$$w = w_0(1+\vartheta\sin at),$$

so wird die Stromstärke

$$i_\psi = \frac{E_0}{La}e^{-kx+k\vartheta\cos x}\int e^{kx-k\vartheta\cos x}\sin(x+\psi)\,dx$$
$$= \frac{E_0}{La}e^{-kx+k\vartheta\cos x}\left[\cos\psi\int e^{kx-k\vartheta\cos x}\sin x\,dx + \sin\psi\int e^{kx-k\vartheta\cos x}\cos x\,dx\right]$$
$$= i\cdot\cos\psi + i'\sin\psi$$

und die Gleichstromkomponente

$$J_\psi = J\cos\psi + J'\sin\psi \quad (5)$$

Damit ist die Berechnung der Gleichstromkomponente bei beliebiger Phasendifferenz ψ auf die beiden behandelten besonderen Fälle $\psi = 0$ und $\psi = \frac{\pi}{2}$ zurückgeführt. Soll die Gleichstromkomponente $J_\psi = 0$ werden, so muß

$$tg\,\psi_0 = -\frac{J}{J'} = -\frac{w_0}{La}\cdot\frac{\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{8\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{5\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots}{\frac{\vartheta}{2\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{3\vartheta^3}{4\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \frac{15\vartheta^5}{16\left(1+\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+4\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)\left(1+9\left(\frac{La}{w_0}\right)^2\right)} + \cdots} \quad (6)$$

Das Fehlerglied $\frac{W}{L}\int i \cdot dt$ braucht also nur hinsichtlich seines Einflusses innerhalb der Dauer einer Periode untersucht zu werden.

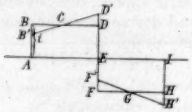


Fig. 1.

Es habe beispielsweise die i-Kurve die in Fig. 1 gezeichnete Form $ABDFHI$ mit der konstanten Ordinate i. Es sei $\frac{W}{L} = 10$, die Periodendauer $T = 0{,}02$ (Periodenzahl $\nu = 50$). Ist im Punkte C die Abweichung der i-Kurve von der N-Kurve gerade gleich 0 — das negative Vorzeichen von N und die Proportionalitätskonstante bleiben hier und im folgenden unberücksichtigt —, so beträgt ihr Fehler im Punkte D $^1/_4 \cdot 10 \cdot 0{,}02 \cdot i = 0{,}05\, i$, das sind 5 Proz. der Ordinate oder 2,5 Proz. der Strecke DF. Von F bis G nimmt der Fehler, da i sein Vorzeichen wechselt, wieder auf Null ab, um bis H wieder auf den gleichen Maximalwert zu steigen. Der wirkliche Verlauf der N-Kurve ist demnach $AB'D'F'H'I$, wobei die Größe des Fehlers stark übertrieben ist.

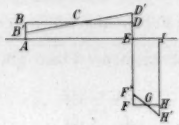


Fig. 2.

Für die Kurvenform der Fig. 2, wie sie z. B. dem Magnetfeld eines mit Wehneltunterbrecher betriebenen Induktors eigen sein kann, erreicht der Fehler unter den gleichen Voraussetzungen wie oben und wenn $AE = 0{,}8\, T$ angenommen wird, den Betrag $0{,}4 \cdot 10 \cdot 0{,}02 \cdot i = 0{,}08 \cdot i$; das sind 8 Proz. der Ordinate DE oder 1,6 Proz. der Strecke DF. Der richtige Verlauf der N-Kurve ist $AB'D'F'H'I$.

Verläuft N sinusförmig, so hat auch i Sinusform und der Einfluß des Fehlergliedes äußert sich darin, daß die i-Kurve gegen die N-Kurve nicht um 180°, wie das negative Vorzeichen in Gleichung (2) fordert, sondern um $(180 - \varphi)^0$ verschoben ist, wobei $\operatorname{tg}\varphi = \frac{W}{2\nu\pi L}$ ist. Für $\frac{W}{L} = 10$ und $\nu = 50$ wird $\operatorname{tg}\varphi = 0{,}03$ und $\varphi = 2^0$.

Die der geschilderten Methode anhaftende Ungenauigkeit fällt also in die Größenordnung der sonst bei oszillographischen Aufnahmen auftretenden Fehler, wenn ein Hilfsstromkreis verwendet werden kann, bei dem das Verhältnis des Widerstandes zur Induktivität den Wert 10 nicht wesentlich überschreitet, und wenn die Periodenzahl des aufzunehmenden Magnetfeldes nicht wesentlich unter 50 liegt. Die Fehler der Methode nehmen zu mit kleinerem ν und mit größerem $\frac{W}{L}$. Bei der praktischen Anwendung der Methode wird meistens das Verhältnis $\frac{W}{L}$ zu größeren Ungenauigkeiten der erhaltenen Kurve Veranlassung geben. Es soll daher im nachstehenden der erreichbare niedrigste Wert dieses Verhältnisses noch eingehender diskutiert werden.

Für eine Spule vom mittleren Radius r und der Windungszahl n berechnet sich nach J. Stefan[1]) die Induktivität L nach der Beziehung

$$L = 4\pi r \cdot n^2 \cdot f \cdot 10^{-9}\ \text{Henry},$$

wo f ein von den Dimensionen der Spule abhängiger Zahlenfaktor ist. Für eine Spule mit dem Radius $r = 7{,}5$, der Wicklungshöhe $a = 10$ und der Wicklungsbreite $b = 10$, alle Maße in Zentimetern gemessen, wird beispielsweise $f = 0{,}83$.

Der Widerstand wird berechnet durch die Gleichung

$$W = 2\pi r \cdot n \cdot \frac{4}{\pi \cdot \delta^2} \cdot \gamma \cdot 10^{-4}\ \text{Ohm},$$

wenn δ der Durchmesser des nackten Drahtes und γ der spezifische Widerstand des Drahtmaterials ist. Der Faktor 10^{-4} ist einzusetzen, wenn für γ der übliche, auf Meter und Quadratmillimeter bezogene Wert benutzt wird, während r und δ in Zentimetern gemessen sind.

Es wird dann das Verhältnis

$$\frac{W}{L} = \frac{2}{\pi \cdot f} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{1}{\delta^2} \cdot \gamma \cdot 10^5.$$

Nun läßt sich aber n durch die Höhe und Breite des Wickelraumes, oben durch a und b bezeichnet, ausdrücken, wenn der Durchmesser des umsponnenen Drahtes, d, in Zentimetern gemessen, bekannt ist. Es ist nämlich

$$n = \frac{a \cdot b}{d^2} \cdot 1{,}1\,.$$

Der Faktor 1,1 ist dadurch gerechtfertigt, daß bei rundem Drahtquerschnitt die einzelnen Windungen sich zwischen die Windungen der unter ihnen liegenden Schichten einbetten. Nunmehr wird

1) J. Stefan, Wied. Ann. **22**, 107, 1884.

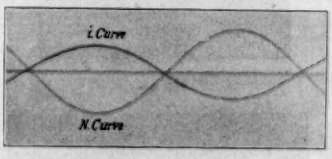
$$\frac{W}{L} = \frac{2}{1{,}1 \cdot \pi \cdot f} \cdot \frac{1}{a \cdot b} \cdot \left(\frac{d}{\delta}\right)^2 \cdot \gamma \cdot 10^5.$$

Das Verhältnis $\frac{W}{L}$ ist also unabhängig von der Windungszahl und von r nur insoweit abhängig, als der Zahlenfaktor f davon abhängt, d. h. in nur geringem Grade; dagegen ist es dem Querschnitt des Wickelraums umgekehrt proportional. Legen wir die schon oben angenommenen Werte zugrunde, nämlich $a = 10$ und $b = 10$, setzen wir ferner $\gamma = 0{,}0175$ und $\frac{d}{\delta} = 1{,}22$, so wird

$$\frac{W}{L} = 18{,}5.$$

Dieser Betrag ist fast doppelt so groß, als wir ihn in der Fehlerberechnung auf Seite 514 eingesetzt haben. Dazu kommt noch der Widerstand des Oszillographen und der im aufzunehmenden Magnetfeld liegenden Hilfsspule, durch den der Wert $\frac{W}{L}$ unter Umständen noch vergrößert wird. Andererseits ist zu berücksichtigen, daß eine Spule von den angenommenen Abmessungen etwa 30 kg wiegt, also recht unhandlich ist. Man ist demnach, wenn die der Methode anhaftenden Fehler die oben berechneten Grenzen nicht überschreiten sollen, auf die Verwendung von Eisen angewiesen. Auch mit Eisen kann man die Forderung einer konstanten Induktivität des Hilfsstromkreises erfüllen, wenn man den verwendeten Eisenkern mittels einer von Gleichstrom durchflossenen Magnetisierungsspule bis zum Maximum der Permeabilität sättigt und dafür Sorge trägt, daß der Oszillographenstrom die Sättigung nur in den Grenzen ändert, innerhalb deren die Permeabilität auf wenige Prozent konstant bleibt. Wirbelströme sind natürlich zu vermeiden, und um den Einfluß der Hysteresis auszuschließen, benutzt man einen kurzen, gedrungenen Kern ohne Eisenschluß.

Indessen lassen sich auch eisenfreie Spulen mit großem Verhältnis $\frac{W}{L}$ sehr wohl zur quantitativen Untersuchung von magnetischen Wechselfeldern benutzen, wenn die Periodenzahl der letzteren nicht allzu niedrig ist; denn die erhaltenen Kurven können in einfacher Weise korrigiert werden. Dazu ist die Kenntnis der Periodenzahl des untersuchten Feldes und des Verhältnisses $\frac{W}{L}$ des benutzten Hilfskreises erforderlich. Die erstere kann man aus der Umdrehungszahl der photographischen Trommel des Oszillographen bestimmen. Das letztere wird durch eine Eichung der Meßanordnung gefunden. Wie auf Seite 514 schon erwähnt, macht sich der Einfluß des Fehlergliedes bei einem sinusförmig verlaufenden Magnetfeld dadurch bemerkbar, daß die i-Kurve gegen die N-Kurve um einen Winkel von $(180 - \varphi)^0$ verschoben ist, wobei $\operatorname{tg} \varphi = \frac{W}{2 \nu \pi L}$ ist. Nun ist aber das Magnetfeld, das in einer eisenfreien Spule erzeugt wird, mit dem Magnetisierungsstrom phasengleich. Beschickt man also eine eisenfreie Spule mit angenähert sinusförmig verlaufendem Wechselstrom und nimmt mit der einen Oszillographenschleife die Kurve dieses Stromes auf und gleichzeitig mit einer zweiten Oszillographenschleife unter Verwendung der zu eichenden Meßanordnung das erzeugte Wechselfeld, so erhält man zwei Kurven, von denen die erstere die N-Kurve, die letztere die i-Kurve darstellt. In Fig. 3 ist



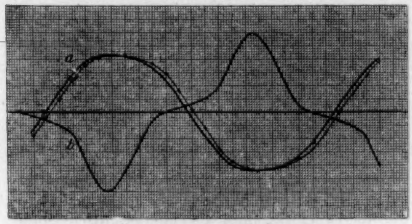
Die Zeit läuft im Sinne des Pfeils.

Fig. 3.

eine solche Aufnahme wiedergegeben. Die gegenseitige Verschiebung beider Kurven läßt sich mit genügender Schärfe abmessen. In Fig. 3 beträgt sie $^1/_{50}$ der Periodenlänge, also $\varphi = 7^0$. Ferner war $\nu = 46$. Aus der Beziehung $\operatorname{tg} \varphi = \frac{W}{2 \pi \nu L}$ berechnet sich $\frac{W}{L} = 35$, in welchem Betrag der Widerstand des Oszillographen und der Hilfsspule enthalten ist. Eine Ungenauigkeit dieses Wertes um mehrere Prozent ist unbedenklich, da er nur als Faktor der Korrektionsgröße auftritt. Gleichzeitig kann durch eine solche Aufnahme der Maßstab der Ordinate der i-Kurve leicht bestimmt werden.

Die Korrektion und Auswertung einer aufgenommenen Feldkurve auf Grund dieser Eichung gestaltet sich mit Hilfe von Millimeterpapier und Rechenschieber recht einfach und braucht hier nicht näher erläutert zu werden.

Fig. 4 und Fig. 5 zeigen in den Kurven a zwei nach der geschilderten Methode erhaltene Feldkurven nebst der korrigierten Kurve, die etwas dünner ausgezogen ist und die zur Korrektur eingetragenen Punkte zeigt. Zusammen mit der Feldkurve wurde auch der Magnetisierungsstrom (Kurve b) aufgenommen. Aus der korri-



Die Zeit läuft im Sinne des Pfeils.
a Magnetfeld, *b* Magnetisierungsstrom.

Fig. 4.

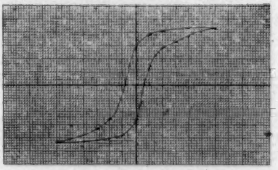
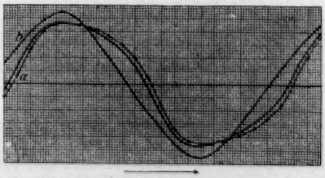


Fig. 4a.



Die Zeit läuft im Sinne des Pfeils.
a Magnetfeld, *b* Magnetisierungsstrom.

Fig. 5.

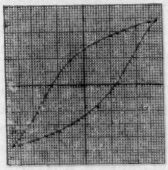


Fig. 5a.

gierten Kurve *a* und der Kurve *b* erhält man beispielsweise die sog. Hysteresisschleifen, die in den Figuren 4a und 5a wiedergegeben sind. Bei Fig. 4 bez. 4a war das Eisen stark gesättigt, während Fig. 5 bez. 5a zu einem ganz schwach gesättigten Eisenring gehört.

Elektrotechnisches Institut des Physikalischen Instituts zu Frankfurt a. M., April 1910.

(Eingegangen 21. April 1910.)

Das Aufbewahren der Hagelkörner und die Untersuchung der Mikrostruktur derselben.

Von Boris Weinberg.

Um das Studium der Mikrostruktur der Hagelkörner zu erleichtern (wenn nicht zu ermöglichen), habe ich einen Apparat (Fig. 1)

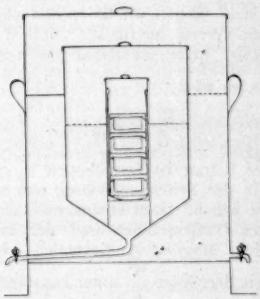


Fig. 1. ($^1/_{10}$ nat. Größe.)

konstruiert, um die Hagelkörner bis zur kalten Zeit aufzubewahren. Der Apparat besteht aus drei koaxialen Zylindern: der innere Raum ist für die Hagelkörner bestimmt, der mittlere für eine Mischung von Eis und Kupfersulfat (ungefähr im Verhältnis der Eutektik, $t = -1{,}6^0$), der äußere für Eis, welches eine Art von Schutzmantel bildet.

Während der Sommer von 1908 und 1909 habe ich nur einmal Hagel angetroffen, am 2./15. August 1909, als ich zu See auf dem Wege von Aland nach St. Petersburg war. Der Hagel dauerte etwa 3 Minuten, die Hagelkörner waren sehr klein (2—3 mm Durchmesser), doch ist es mir gelungen, 200—300 g Hagel zu sammeln und in Glasgefäße mit einer Mischung von ungefähr gleichen Teilen Benzol und Toluol, um das Zusammenfrieren der Hagelkörner zu vermeiden, unterzubringen. Ich dachte, daß diese Mischung von derselben Dichte wie Hagelkörner sein muß, doch erwiesen sich die Hagelkörner als schwerer.

Diese Hagelkörner habe ich nach Tomsk (Sibirien) mitgebracht, da untersucht und im Dezember in Moskau auf den XII. Kongreß der russischen Naturforscher und Ärzte gesandt, was als eine vollständige Prüfung der Möglichkeit, die Hagelkörner aufzubewahren, betrachtet werden kann. Dieser Versuch hat auch gezeigt, daß es besser wäre, wenn man anstatt einiger Tausende Hagelkörner, welche, besonders in den unteren Schichten, teilweise zusammen-

gefroren waren, nur einige Dutzend, aber abgesondert, aufbewahrte. Letzteres kann durch Einstecken der Hagelkörner in eine sehr zähe Flüssigkeit (Zylinderöl, Vaselin, Rizinusöl) von nur ungefähr gleicher Dichte erreicht werden.

Für die Untersuchung der Mikrostruktur der Hagelkörner machten Herr W. Dudezki und ich einen Dünnschliff. Zu diesem Zwecke rieb man zuerst eine Seite des Hagelkorns auf Schmirgelpapier oder schmolz sie durch die Wärme eines Fingers; dann legte man das Hagelkorn auf einen Objektträger, bis beide zusammenfrieren, nachdem man zuvor mit dem Finger die andere Seite des Objektträgers berührt hatte, und endlich polierte man die andere Seite des Hagelkorns in derselben Weise, wie die erste, bis die erforderliche Dicke erreicht wurde. Alle diese Manipulationen machten wir im Freien und sie waren desto leichter, je mehr die Temperatur der Luft unter 0^0 sank, doch waren sie auch möglich im Laboratorium bei Zimmertemperatur. Dazu mußte man die Objektträger, das Schmirgelpapier usw. mittels zweiwandiger Gefäße mit Mischungen von Eis und $NaCl$ kühlen.

Zum optischen Studium der Dünnschliffe diente entweder ein Polarisationsmikroskop (im Freien) oder eine Projektionslaterne L (im Laboratorium). Im letzteren Falle (Fig. 2) war der

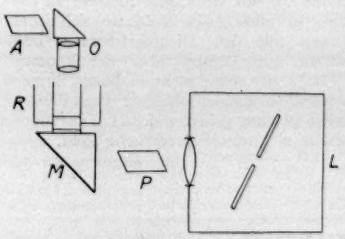


Fig. 2. L Projektionslaterne, P Polarisator, M Spiegel, R Kühlgefäß, O Objektiv, A Analysator.

Dünnschliff in ein zweiwandiges Kühlgefäß mit einem doppelten (um die Kondensation des Wasserdampfs zu vermeiden) Boden aus planparallelen Glasplatten gelegt; im Zwischenraum zwischen den Wänden befand sich eine Mischung von Eis und $NaCl$. Das reelle Bild des Schliffes wurde auf einen Schirm oder auf eine photographische („Autochrom-")Platte geworfen.

Die meisten Hagelkörner bestanden aus je einem kristallinischen Individuum (wie auch die „künstlichen Hagelkörner", Wassertropfen, welche in einer Mischung von Zimtöl und Leinöl von passender Dichte gefroren waren). Die Hagelkörner, welche aus mehreren kristallinischen Individuen bestanden, zeigten keine Regelmäßigkeit weder in bezug auf die Formen der Grenzflächen dieser Individuen, noch auf die Winkel zwischen ihnen, noch auf die Orientierung der Achsen der Kristalle. Die Achsen waren beliebig orientiert gegeneinander und auch in bezug auf die Lage des Milchkerns des Hagelkorns, welches im Dünnschliffe sich als eine Häufung von Luftblasen verschiedener Größe erwies.

Es würde mich sehr freuen, wenn mein Versuch ähnliche Untersuchungen hervorriefe, und andere Forscher das Glück hätten, größere oder eigentümlichere Hagelkörner aufzubewahren oder zu untersuchen, als es mir gelungen ist, weil nur in dieser Weise wir unsere lückenhaften Kenntnisse über die Entstehung des Hagels und die Einzelheiten der Bildung desselben wesentlich ergänzen können.

Physikalisches Laboratorium des Technologischen Instituts zu Tomsk.

(Eingegangen 4. Mai 1910.)

Bemerkung über Helligkeitsunterschiede auf der Sonnenscheibe.

Von Julius Fényi S. J.

Im Bande 37 der Memorie della società degli Spettroscopisti italiani habe ich S. 282 aus der Helligkeit einer Protuberanz auf der Sonnenscheibe den Schluß gezogen, daß das Licht der Protuberanzen nicht das zum Beobachter gebrochene Licht der Photosphäre der Sonne sein könne, weil durch kein optisches System die Flächenhelligkeit eines Gegenstandes erhöht werden kann. In dieser Zeitschr. **11**, 60, 1910 nimmt H. Julius Bezug auf dieses Argument und erklärt es mit Hinweisung auf seine vorangeschickten Erörterungen kurzweg als widerlegt. In den vorhergehenden Zeilen stellt Julius die Behauptung auf, daß es auf der Sonnenkugel Gebiete gebe, welche viel heller sind als die übrige Photosphäre, will also sagen, daß das vielmal stärkere Licht einer solchen Stelle durch normale oder anormale Brechung in mein Spektroskop gebrochen wurde, so daß die Protuberanz in 4mal hellerem Lichte erstrahlte als die daneben befindliche Photosphäre. Er schreibt: „Stellen, die beträchtlich heller sind als die Photosphäre im Durchschnitt, werden nun tatsächlich hier und da, selbst in den mittleren Teilen der Sonnenscheibe, beobachtet." Dieser Behauptung muß ich, wie hart es auch erscheinen mag, entgegenstellen, daß solche hellere Stellen

oder Gebiete auf der Sonne nicht vorkommen, weil sie nie gesehen wurden, weder im Helioskop, noch im Spektroskop. Hiermit ist die von H. Julius erdachte Erklärung der größeren Helligkeit der Protuberanz hinfällig und die Refutation meines gezogenen Schlusses widerlegt. Die Granulation kommt da nicht in Betracht; die Fackeln erscheinen aber nur dem Beobachter am Rande der Scheibe heller als ihre Umgebung, sind es aber in Wirklichkeit nicht, denn in der Mitte der Scheibe werden sie unsichtbar. Diese von H. Julius vorgebrachte Erklärung hat mit dem angeführten optischen Gesetz nichts zu tun; steht aber mit der Beobachtung im Widerspruch.

Gehen wir aber auf die weiter vorangehenden Erörterungen zurück, so finden wir mehrere Stellen, welche, so wie sie liegen und vom unbefangenen Leser verstanden werden, mit dem besagten optischen Gesetz in Widerspruch stehen. So lesen wir S. 59: „Ein verhältnismäßig kleines Gebiet in der Sonnenatmosphäre, in welchem die Dichte durch ein Maximum hindurchgeht und welches exzentrisch auf der Sonnenscheibe gesehen wird, wird auf der dem Mittelpunkt der Scheibe abgekehrten Seite dunkler erscheinen als die Umgebung und kann auf der dem Mittelpunkte zugewandten Seite heller sein als die Umgebung.“ Dieselbe Behauptung kehrt noch oftmals wieder. Es wird wohl schwer sein, diesen Worten eine solche Deutung zu geben, daß sie mit dem optischen Gesetz vereinbar seien.

H. Julius schließt seine Erörterungen an Fig. 1 an. Diese ist sehr verfänglich. Ein ahnungsloser Leser wird beim Anblick der Fig. 1, von der Klarheit der Darstellung bestochen, selbst einen Beweis darin erblicken, daß die Stelle Mm ja offenbar heller erscheinen muß als die übrige Photosphäre, da ja in diesem engeren Raum die Strahlen von der viel größeren Fläche der Photosphäre, von $f—d$ vereint und zusammengedrängt im parallelen Laufe in das Auge des Beobachters gelangen. Das ist aber nur ein Betrug der Phantasie. Kehren wir den Strahlengang um; lassen wir das parallele Bündel von der Photosphäre ausgehen, so sehen wir, daß diese Strahlen, aus der Masse M divergierend austretend, nur zum geringen Teil in das Auge des Beobachters gelangen. Das soll aber keine Beweisführung sein, sondern nur eine Erwiderung von gleicher Art gegen die erste Auffassung der Phantasie. Den Beweis bietet das optische Gesetz. Die Stelle Mm wird auch so, wie es die Figur darstellt, nicht heller erscheinen als die übrige Oberfläche, weil es nach dem Gesetz unmöglich ist, durch irgendwelche optische Mittel die Flächenhelligkeit für den Beobachter zu erhöhen.

Auch die Photogramme auf S. 71 zeigen keineswegs, daß durch Brechung eine größere Helligkeit einer Fläche erzeugt werden kann als jene ist, woher die brechende Masse ihr Licht empfangen hat. Die Glyzerintropfen treten gegen den Rand hin heller hervor, weil sie das Licht aus der helleren Mitte der Scheibe brechen und auf den dunkleren Rand sich projizieren. Das kann man aber nicht auf die Sonne übertragen: diese ist eine allseitig gleichhelle Kugel, hat gar keinen Rand. Die Sonnenscheibe erscheint nur uns am Rande dunkler; an Ort und Stelle ist alles gleich hell, wo sich eben die Massen mit den Dichtegradienten befinden müßten, ganz knapp über der Photosphäre. Da H. Julius selbst nicht in diesem Sinne argumentiert, so wird er offenbar allem diesem eine andere Deutung geben, welche mit dem optischen Gesetze nicht im Widerspruche steht.

(Eingegangen 19. März 1910.)

BESPRECHUNGEN.

F. Richarz, Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie verknüpft mit der Elektronentheorie. 8. IX u. 245 S. mit 69 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 7.—, gebunden M. 8.—

Infolge der großen Fortschritte auf dem Gebiete der Elektrizität in den letzten Jahren war das Bedürfnis nach einer möglichst einfachen Einführung in diesen interessantesten Zweig der Physik in weiten Kreisen fühlbar. Dem Studenten der Mathematik und Technologie, dem Oberlehrer u. a. waren die vorzüglichen Lehrbücher von Drude, Föppl usw. zu umfangreich und diffizil. Dieser fühlbare Mangel an einer ersten Einführung macht es daher erklärlich, daß gleich zwei Werkchen über die Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie in demselben Verlage erschienen; das eine hat Cl. Schaefer, das andere F. Richarz zum Verfasser. Den gemeinsamen Zielen entspricht auch eine ähnliche Auswahl und Einteilung des Stoffes; die Art der Behandlung ist indessen sehr verschieden und hier hat jedes Buch seine eigenen Vorzüge.

Das Buch von Richarz, mit dem wir uns hier näher beschäftigen wollen, zerfällt in acht Kapitel. Im ersten Kapitel werden auf möglichst einfache, aber nicht ganz strenge Weise die Maxwellschen Gleichungen abgeleitet. Erst im zweiten Kapitel wird die Theorie konsequent durchgeführt und auf die bestehenden Schwierigkeiten aufmerksam gemacht. Diesen Weg halte ich methodisch für durchaus praktisch, denn auf diese Weise erhält der Leser schnell einen gewissen Überblick und wird durch Anführung der Schwierig-

keiten nicht so leicht verwirrt und von der weiteren Lektüre abgeschreckt. Das dritte Kapitel behandelt die statischen Erscheinungen, das vierte die Leitungsströme, Kap. 5 die Kraftlinien und erweiterte Potentialtheorie, Kap. 6 den Elektromagnetismus und Kap. 7 die Induktion. Im Schlußkapitel werden schnelle Veränderungen besprochen; die elektrischen Wellen in Nichtleitern, das Gleiten der Wellen längs Leitern usw. finden ihre Behandlung; den Schluß bildet ein kurzer, prägnanter Abriß der elektromagnetischen Lichttheorie.

Bei diesem reichlich gebotenen Stoff ist besonders hervorzuheben die klare und scharfe Disposition und die bis ins kleinste gehende genaue Durcharbeitung, so daß man sofort einen Überblick über das Ganze gewinnt und sich stets zurechtfindet, auch wenn man das Buch nicht hintereinander durchlesen kann. Indessen sind die Vorkenntnisse nicht ganz unbedeutend, die an den Leser gestellt werden, nämlich Theorie der Differentialgleichungen, Potentialtheorie, analytische Mechanik usw.; auch setzt der Verfasser voraus, daß jeder Leser die Vorlesungen von Helmholtz, Kirchhoff und Boltzmann sowie seine „Neueren Fortschritte auf dem Gebiete der Elektrizität" während der Lektüre mitbenutzt. Etwas bedenklich ferner ist die Art der Literaturangabe, welche in Lehrbüchern bisher nicht üblich war und bei Nichtfachleuten, für die doch das Buch als Einführung gedacht ist, leicht ein ganz falsches Bild von der Bedeutung der einzelnen Arbeiten geben muß; dieser Fehler muß in der zweiten Auflage unbedingt vermieden werden. Indessen besitzt das Buch so große und eigenartige Vorzüge, daß es sich sicher zahlreiche Freunde erwerben wird und zwar in kurzer Zeit.

Max Laugwitz.

J. M. Pernter, Meteorologische Optik. III. Abschnitt, S. 213—558. Mit zahlreichen Textfiguren. Wien, Wilh. Braumüller. 1906. M. 9.—

(Vgl. dazu diese Zeitschr. **3**, 398, 1902; **5**, 484, 1904.)

Der seit einiger Zeit vorliegende, noch von Professor Pernter selbst besorgte III. Abschnitt seiner meteorologischen Optik reiht sich den vorhergehenden Teilen in jeder Beziehung würdig an. Die gleiche Ausführlichkeit und gründliche Behandlung einer Reihe optischer Vorgänge in unserer Atmosphäre, die wohl jedermann bekannt sind, aber nichts destoweniger noch in mancher Hinsicht eingehender Erläuterung bedurften, bilden den wesentlichen Teil dieses Bandes. Der Autor behandelt darin die Erscheinungen, welche den verschiedenen Beimengungen der Atmosphäre in Form von Eisnadeln, Staubpartikelchen, Wassertropfen usw. zuzuschreiben sind.

Es gehören dahin zunächst die Haloerscheinungen, von denen der Autor eine vollständige Aufzählung derjenigen mit 22, 46 und 90° und der als Nebensonnen und Nebenmonde in dieser Kategorie auftretenden — durch zahlreiche Figuren, zum Teil nach alten Originalen erläutert — gibt. Daran schließt sich die physikalische Erklärung dieser Phänomene, wie sie von Descartes, Huyghens, T. Mayer und Mariotte versucht und schließlich von Brandes, Galle und Bravais gegeben worden ist. In wenige Worte zusammengefaßt gibt Pernter dieser die Form: „Die materielle und erzeugende Ursache der Haloerscheinungen sind die Eiskristalle der Eiswolken und Eisnebel, die formal erzeugende Ursache aber ist die Brechung und Reflexion der Sonnen- oder Mondstrahlen in diesen Eiskristallen".

Die Klassifikation der Eis- und Schneekristalle, besonders auf Grund der Beobachtungen und Mikrophotographien von Hellmann, Dobrowolski (Expedition der „Belgica") und Bentley und der neuen Untersuchungen von O. Szlavik auf dem Sonnblick als Säulen und Blättchen bezw. Sternformen führt zu der strengen physikalischen Erklärung über. Die Durchrechnung einiger Strahlen verschiedener Wellenlänge gibt dann auch den Anhalt für die Farbenfolge in den Haloerscheinungen. Die von Galle und Ekama beobachtete Zunahme des Abstandes der Nebensonne mit der Sonnenhöhe findet hier ebenfalls ihre richtige Erklärung. Der Verfasser führt dann auch die Experimente von Bravais und Cornu an, welche mit gutem Erfolg die Haloerscheinungen künstlich erzeugten, indem der erstere ein hexagonales Prisma um seine Hauptachse schnell rotieren ließ, und der letztere eine mit Alaunkristallen bedeckte Glastafel und später ein mit planen Flächen versehenes Gefäß mit Alaunlösung benutzte. Die Ausfällung der Kristalle in dem Gefäß wurde durch Zusatz von 15 bis 20 Proz. Alkohol (90proz.) begünstigt. Diese Methode eignet sich besonders zu Demonstrationszwecken.

Ein zweites Kapitel des Bandes beschäftigt sich mit den „Kranzerscheinungen", unter die Pernter die Höfe und farbigen Ringe kleinerer Art, wie Fraunhofer sie nennt, und die im Gegenpunkt der Sonne erzeugten Aureolen, Glorien und auch die bei uns als „Brockengespenst" bekannten Erscheinungen zusammenfaßt. Im letzten Falle handelt es sich hier nicht um die Schattenbilder, welche der Beobachter vor sich sieht, sondern wesentlich um die diese Silhouetten umgebenden Lichterscheinungen. Pernter rechnet hierher auch die sogenannten „irisierenden Wolken"[1]) und den „Heiligenschein", ein den Kopfschatten (auf Nebelwolken) umgebender Lichtkranz. Bei allen diesen Erscheinungen, mit Ausnahme der letzten, liegt das Rot am weitesten von der Lichtquelle und das Violett ihr am nächsten und die Kranzbildung schließt sich dieser oder ihrem Gegenpunkte unmittelbar an. Diese Umstände kennzeichnen die Phänomene sofort als solche, welche durch die Beugung des Lichtes an Staubteilchen, an Regen- oder Tautropfen zustande kommen. In der Tat lassen sich alle diese Erscheinungen ungezwungen auf diese Weise erklären, wie der Verfasser durch Vergleich der Theorie mit den Beschreibungen nachweist. Aus der umfangreichen Literatur werden besonders die Arbeiten von Fraunhofer, Schwerd, Mascart, Knochenhauer und Carl Exner über die Beugungserscheinungen angeführt. Bei der Erwähnung des sogenannten Bishopschen Ringes, der besonders nach den Eruptionen des Krakatau 1883 und des Mont Pelé 1902 in Erscheinung trat, vermißt Referent den Hinweis auf die umfangreichen Arbeiten Kieslings in Hamburg, allerdings hat dieser seine Untersuchungen im wesentlichen an die Dämmerungserscheinungen jener Jahre angeknüpft.

Einen bedeutenden Beitrag an Beobachtungsmaterial liefern für alle diese Phänomene die Höhenstationen und die Polarexpeditionen, so namentlich die Station auf dem Ben Nevis und auf dem Sonnblick und andererseits die Expeditionen der Polarjahre 1882/83, sowie Nordenskjölds Reisen und die Fahrt der „Belgica".

Im dritten und letzten Kapitel des III. Heftes behandelt der Verfasser die „Regenbogen". Vor allem bedauert er, daß so wenig zuverlässige Beschreibungen und Messungen des Regenbogens und seiner Nebenerscheinungen vorliegen. Er schreibt das dem Um-

1) Nicht zu verwechseln mit den „leuchtenden" Wolken, welche von O. Jesse und anderen vielfach beobachtet wurden. Diese gehören zu den Dämmerungserscheinungen.

stande zu, daß allgemein die Erklärung von Descartes (1637) als völlig ausreichend angesehen wurde und die Nebenbögen als zufällige Erscheinungen galten, deren Natur von Airy wiederum genügend aufgeklärt worden sei. Beides ist nun nicht zutreffend. Pernter gibt dann zunächst eine getreue Beschreibung des Regenbogens und bemerkt, daß ihm für diese Darstellung besonders die Aufzeichnungen der holländischen Beobachter von Nutzen gewesen seien. An die Erklärung des Strahlenganges bei der Reflexion des Lichtes im Wassertropfen, die rechnerisch einfach durchgeführt wird, knüpft der Verfasser einige recht instruktive Bemerkungen für die Demonstration der Vorgänge im Laboratorium und gibt die nötige Tabelle für Wasser und für Glas. In den Anmerkungen zum Text wird der Unterschied zwischen der Erklärung von Descartes und den von Airy und Pernter gegebenen vollständigeren erläutert.

Die Berechnung der Intensitätsverteilung und diejenige der Farbenwirkung, sowie die Erklärung der Nebenerscheinungen bilden den Schluß des vorliegenden Heftes. Leider hat der Tod des verdienten Verfassers die Fortsetzung der Meteorologischen Optik zunächst verzögert, es wäre aber sehr zu wünschen, daß von berufener Hand das wohl vorhandene weitere Material Professor Pernters zum Abschluß des Werkes Verwendung finden möchte. L. Ambronn.

H. Poincaré, Thermodynamique. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Herausgegeben von J. Blondin. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Das vorliegende Werk wird im Kreise der Fachgenossen mit Interesse begrüßt werden, da es Eleganz der Darstellung mit mathematischer Strenge, wie es vom Autor erwartet werden konnte, glücklich vereinigt. Es ist hervorzuheben, daß der Rahmen des Werkes recht weit gespannt ist; der Inhaltsreichtum ist etwa zu vergleichen mit der bekannten Thermodynamik von W. Voigt. Besonders hinweisen möchte ich die Leser dieser Zeitschrift auf das letzte Kapitel: „Zurückführung der Prinzipien der Thermodynamik auf die allgemeinen Prinzipien der Mechanik". Der Autor bespricht hier vorzugsweise kritisch die Theorie von Helmholtz, die auf der Untersuchung der zyklischen („verborgenen") Bewegungen beruht. Er kommt zu dem Resultat, „daß die irreversibeln Vorgänge und das Clausiussche Theorem durch die Lagrangeschen Gleichungen nicht erklärt werden können". Nach Poincarés Ansicht bleiben zur Erklärung der irreversibeln Vorgänge nur diejenigen Theorien übrig, die auf der Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung beruhen.

Ein besonderer Vorzug des Werkes, namentlich für Studierende, dürfte darin bestehen, daß die historische Entwickelung nicht vernachlässigt worden ist.
Cl. Schaefer.

Tagesereignisse.

Die **Universität Göttingen** gibt seit d'esem Sommersemester mit Zustimmung des Kultusministeriums den Studierenden Gelegenheit, in der seit einigen Jahren errichteten Fachschule für Feinmechanik die praktische Handhabung der wichtigsten Handwerkszeuge und Arbeitsverfahren zu erlernen. Durch die Absolvierung solcher Kurse sollen die Studierenden der Naturwissenschaften, der Medizin und der Landwirtschaft, vor allem die künftigen Oberlehrer in die Lage versetzt werden, die für ihre eigenen Arbeiten in den Laboratorien unerläßliche Erfahrung und Geschicklichkeit in der Herstellung einfacher Apparate zu gewinnen. Mit den Übungen verbinden sich zweckentsprechend Vorträge auf dem Gebiete der Materialienkunde und der Technologie, auch Anleitung zur Anfertigung einfacher Maßskizzen.

---

82. Naturforscherversammlung zu Königsberg i. Pr. Abteilung II: Physik, Instrumentenkunde und angewandte Mathematik. Die Herren Fachgenossen werden höflichst gebeten, die rechtzeitige Herstellung des im Juli zum Versand gelangenden Programms dadurch zu unterstützen, daß sie Anmeldungen zu Vorträgen und Demonstrationen möglichst bis zum 10. Juni an den 1. Einführenden der Abteilung, Herrn Prof. W. Kaufmann, Königsberg i. Pr., Steindamm 6, einsenden.

Internationaler Kongreß für Radiologie und Elektrizität in Brüssel vom 13. bis 15. September 1910. Das vorläufige Programm ist bereits früher (diese Zeitschr. 10, 455, 1909) veröffentlicht; nunmehr ist das definitive erschienen, das gegenüber dem früheren eine etwas andere Einteilung der physikalischen Sektionen enthält. Das neue Programm, ferner die Liste der bis zum 20. März angemeldeten Vorträge und Mitteilungen, sowie ein Anmeldeformular sind dieser Nummer beigelegt.

Wegen der großen Zahl der schon jetzt angemeldeten Vorträge werden so viele parallel tagende Untersektionen gebildet werden, daß das gesamte Material bewältigt werden kann.

Die Versendung aller auf den Kongreß bezüglichen Mitteilungen ist in jedem Lande in die Hände einer besonderen Kommission gelegt; für Deutschland besteht sie aus:

Präsident: Geh. Regierungsrat Prof. Dr. Riecke, Universität Göttingen;
Sekretäre: Prof. Dr. Krüger, Technische Hochschule Danzig-Langfuhr, Prof. Dr. Albers-Schönberg, Direktor des Röntgeninstituts, Hamburg.

Wegen Zusendung von Anmeldungsformularen für die physikalische Sektion sowie Erteilung von Auskunft über alle den Kongreß betreffenden Fragen wolle man sich an Prof. Krüger wenden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Dresden Dr. Ing. Reinhard Hugershoff für Geodäsie.

Ernannt: Dr. L. J. Henderson zum assistant professor der biologischen Chemie an der Harvard-Universität in Cambridge.

Verliehen: Dem etatsmäßigen Professor für Physik an der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin und Privatdozent an der Universität daselbst Dr. Richard Börnstein der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten für physiologische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Reginald Oliver Herzog der Titel Professor.

Gesuche.

Promov. Physiker

bereits Assistent gewesen, erfahren, in selbst. wissensch. Arbeiten **sucht** Stellung v. 1. X. 10. ab. Off. unter **K. L. 19** an die Expedition dies. Zeitschr.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

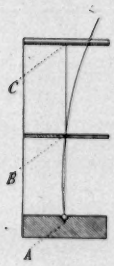


Fig. 1.

Fig. 2. *ThA* und *ThD*.

Fig. 3. Mesothorium 2 komplexe β-Strahlen.

Fig. 4. *ThX* und *Th1* und *ThD*.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY